



Ferrofluides et mousses liquides : structure, élasticité et dynamique

Florence Elias

► To cite this version:

Florence Elias. Ferrofluides et mousses liquides : structure, élasticité et dynamique. Matière Molle [cond-mat.soft]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2013. tel-00921801

HAL Id: tel-00921801

<https://theses.hal.science/tel-00921801>

Submitted on 21 Dec 2013

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Synthèse des travaux
présentée à l'Université Pierre & Marie Curie - Paris 6

pour obtenir le

Diplôme d'Habilitation à Diriger des Recherches

par

Florence Elias

Maître de Conférences à l'UPMC
Laboratoire Matière et Systèmes Complexes (MSC)
CNRS UMR 7503 et Université Paris Diderot Paris 7

Ferrofluides et mousses liquides : Structure, élasticité et dynamique



Soutenue le 3 décembre 2013 devant le jury composé de :

Isabelle Cantat
Dominique Langevin
Régine Perzynski
David Quéré
Nicolas Vandewalle

Rapporteur
Rapporteur
Présidente
Examineur
Rapporteur

Start being wrong, and everything becomes possible.
(Paul Arden)

Remerciements

Je tiens à remercier chaleureusement Isabelle Cantat, Dominique Langevin, Régine Perzynski, David Quéré et Nicolas Vandewalle d'avoir accepté de faire partie mon jury et d'examiner ce manuscrit à la loupe dans tous ses méandres.

On m'a souvent répété que préparer son HDR est l'occasion de faire le point sur ses recherches passées. C'est vrai. Ce travail rétrospectif de rédaction fait surtout apparaître les discussions et les collaborations qui ont conduit à ces travaux. Je n'ai jamais publié seule et je tiens à profiter de ces pages pour rendre hommage aux collègues avec qui j'ai partagé un coin de paillasse, un fit ou un calcul. Merci tout d'abord aux étudiant(e)s que j'ai pu ponctuellement emprunter à leur directeur de thèse pour explorer un sujet particulier, Claire Wilhelm, Wiebke Drenckhan et Eric Janiaud au LMDH, Sébastien Courty et Benjamin Dollet au LSP à Grenoble. Merci aux directeurs de thèse respectifs de m'avoir si rapidement fait confiance et encouragé à poursuivre dans ma propre voie. En particulier, mes remerciements vont à Denis Weaire et Stefan Hutzler ; nos nombreux voyages entre Paris et Dublin ont été agréables et productifs. Merci également à François Graner pour sa si précieuse et bienveillante confiance, et pour m'avoir permis de venir travailler régulièrement avec lui pendant plusieurs années et de participer ainsi activement au nouveau modèle tensoriel de la rhéologie des mousses qui était en gestation au LSP à Grenoble. Un grand merci aussi à Jean-Claude Bacri, bien sûr pour le foisonnement de ses idées, petits modèles et bricolages, mais surtout pour être le pilier de ma recherche en m'ayant appris dès ma thèse (avec l'aide de Cyrille Flament que je remercie également encore une fois au passage) à voir la physique dans les expériences avant de la mettre sur le papier. C'est cet enseignement qui me permet aujourd'hui encore de considérer la physique comme si ludique et intrigante.

La physique des mousses forme une communauté soudée et en ébullition permanente. Je tiens à remercier tous les membres du GDR Mousses & Émulsions d'entretenir en France un climat d'entente et d'écoute propice aux collaborations et aux développements de nouveaux projets. Au sein de cette communauté, je remercie tous les coauteurs du livre « Les mousses, structure et dynamique » pour cette aventure Sysiphienne que fut la rédaction, lecture et relectures croisées de cet ouvrage. Je remercie au passage encore une fois François Graner et Wiebke Drenckhan pour le plaisir que ce fut d'organiser ensemble une école de physique sur les mousses aux Houches et en particulier d'y monter (au sens propre) des séances de travaux pratiques, ce qui représentait une vraie gageure dans une école de physique traditionnellement théorique.

Je remercie également les deux laboratoires qui m'ont accueilli pendant mon parcours. Le Laboratoire des Milieux Désordonnés et Hétérogènes, son directeur Alain Mauger et l'équipe « Ferrofluides » m'ont permis de faire mes premiers pas en tant qu'enseignante-chercheuse à part entière en me donnant les moyens de commencer mes propres projets de recherche tout en me laissant une précieuse liberté d'action. Quelques années plus tard, participer à la création de la fédération de recherche puis du laboratoire Matière et Systèmes Complexe a été une expérience très riche en discussions, découvertes et projets.

Je remercie ses trois directeurs successifs François Gallet, Jean-Marc DiMeglio et Loïc Auvray, et l'ensemble des membres du laboratoire pour cette émulation qui est toujours d'actualité huit ans après la création du laboratoire. J'ai particulièrement apprécié les discussions aussi foisonnantes que désorganisées au sein de l'équipe « Dynamique des Systèmes Hors Équilibre ». Plus récemment, la création de l'équipe « Dynamique et Organisation de la Matière Molle » a été l'occasion de mettre en commun de nouveaux projets et mode de fonctionnement ; je remercie chaleureusement tous les membres de cette jeune équipe pour cette atmosphère d'écoute, de partage et de bienveillance.

Au LMDH ou à MSC, mes remerciements vont à toutes les personnes qui ont permis de monter des nouvelles manips, usiné, réparé, conçu des circuits, passé des commandes, installé des PC, établi des ordres de mission, détourné une arrivée d'eau, installé une étagère, ... Merci tout particulièrement à Jacques Servais dont je ne peux m'empêcher de regretter l'absence même si je lui souhaite une très bonne retraite. Un grand merci également à Patrick Lepert, Maurice Gilbert, Laurent Réa et Mathieu Receveur. Merci à Jean Hubert, merci à Claudine Héneaux, Danielle Champeau, Lucie Bouchu et Carole Barache. Merci à Marie-Alice Guedeau-Boudeville (ou Booboo) de m'initier si joyeusement à la chimie. Merci à toutes ces personnes pour leur patience, leur précieux apprentissage, et leur courage face aux tempêtes des restructurations qui n'épargnent aucun laboratoire.

Hors des murs des laboratoires, je remercie les quelques collègues qui ont ponctuellement apporté leur lanterne sur tel ou tel sujet : Ludovic Pauchard et Philippe Boltzenhagen pour être venu faire sécher sous champ des gouttes de ferrofluide, et Bruno Andreotti pour avoir résolu en beauté plusieurs problèmes sur l'élasticité d'un bord de Plateau.

Je suis également très reconnaissante aux chimistes du Laboratoire des Liquides Ioniques et des Interfaces Chargées d'avoir synthétisé les solutions de ferrofluide savonneux qui ont permis de réaliser une partie importante des travaux présentés dans ce mémoire. Merci en particulier à Delphine Talbot, Valérie Cabuil et Emmanuelle Dubois.

Je garde une mention particulière pour les personnes avec qui je travaille actuellement au quotidien : Cyprien Gay, Valentin Leroy, Caroline Derec. Merci d'apporter tant de compétences complémentaire, et la constance qui permet de garder le cap en toute circonstance. Merci tout particulièrement à Caroline de partager les manips, les calculs, le bureau, l'encadrement des étudiants et de supporter mes états d'âme. Merci à Sébastien Kosgodagan Acharige, en thèse dans notre petite équipe, de m'avoir forcée à passer ce diplôme d'HDR ! Merci également à Juliette Pierre d'avoir obtenu tant de résultats au cours de son passage au laboratoire. Je remercie aussi les partenaires de l'ANR « SAMOUSSE » pour nos très stimulantes discussions et collaborations : Isabelle Cantat, Jérôme Crassous, Benjamin Dollet et Arnaud Saint-Jalmes à l'Institut de Physique de Rennes, Wiebke Drenckhan, Sandrine Mariot et Emmanuelle Rio au Laboratoire de Physique des Solides (Orsay) et Alain Cagna de l'entreprise TECLIS (Lyon).

Finalement, je remercie chaleureusement tous les collègues de l'UPMC avec qui j'ai enseigné au cours de ces années. L'enseignement est une formation qui permet de prendre du recul et de la profondeur, et qui apporte beaucoup de lumière sur le travail de recherche.

Table des matières

1	Motifs dans les ferrofluides – compétition et organisation	9
1.1	Séchage et fracture de colloïdes magnétiques	11
1.2	Motifs dynamiques	14
2	Mousses liquides magnétiques	17
2.1	Films de savon magnétiques	19
2.2	Bulles dans un liquide magnétique	22
2.3	Mousse liquide magnétique dans un tube	23
3	Mécanique locale des Fluides Complexes	27
3.1	Une sonde locale	28
3.2	Visco-élasto-plasticité et morphologie de mousses liquides à deux dimensions	34
4	Mécanique des mousses liquides à l'échelle de la bulle	39
4.1	Elasticité d'un bord de Plateau	40
4.2	Vibration d'un film de savon	44
5	Conclusion	49
6	Recherches actuelles et projet à quatre ans	51
6.1	Dynamique d'un film de savon	52
6.2	Dynamique d'un bord de Plateau	59
6.3	Acoustique des mousses	65
6.4	À plus long terme : motilité dans les films de savon et les mousses aqueuses	68
	Bibliographie	71

Introduction

Ce mémoire présente une synthèse de mes travaux de recherche depuis mon recrutement à l'UPMC.

Ma thèse portait sur les motifs bidimensionnels formés par un ferrofluide et un autre liquide non miscible, et plus particulièrement sur un de ces motifs : une structure cellulaire dont j'ai exploré les analogies avec les mousses liquides classiques. Une année de stage postdoctoral au laboratoire Cavendish (Cambridge UK) sur les polymères cristaux liquide m'a ensuite permis entre autres de me former à la rhéologie de la matière molle. Après mon recrutement à l'UPMC en 1999 au Laboratoire des Milieux Désordonnés et Hétérogènes dans l'équipe de Jean-Claude Bacri et Régine Perzynski, j'ai continué à m'intéresser à des questions liées aux fluides magnétiques et à la rhéologie des fluides complexes. En 2001, le cours de Pierre-Gilles de Gennes sur la physique des mousses au Collège de France a été un déclencheur pour me remettre à travailler sur les mousses, en les dopant en particules magnétiques pour pouvoir les piloter par un champ magnétique. Ce travail s'est poursuivi pendant plusieurs années, en collaboration avec l'équipe de Denis Weaire et Stefan Hutzler à Dublin et avec un étudiant en thèse au laboratoire (Eric Janiaud, dirigé par Jean-Claude Bacri). En parallèle, je participais au développement d'expériences de cisaillement de mousses bidimensionnelles au cours de visites régulières au Laboratoire de Spectrométrie Physique à Grenoble, dans le groupe de François Graner et collaborateurs. À partir des années 2000, j'ai eu la chance de participer à la naissance du Laboratoire Matière et Systèmes Complexes à Paris et de prendre part au formidable enthousiasme scientifique qui a accompagné la constitution de ce laboratoire. Le laboratoire MSC a été créé d'abord sous la forme d'une fédération de recherche qui regroupait des équipes dispersées entre Jussieu, le Collège de France, l'ENS et l'ESPCI, ensuite dans un cadre formel de laboratoire hors les murs à partir de 2005 (mon ancienne équipe avait alors déménagé sur le site de l'ancien hôpital Boucicaut dans le 15ème arrondissement de Paris). Enfin, le rassemblement physique du laboratoire dans les locaux flambant neufs a pu avoir lieu en 2007. J'y travaille essentiellement sur l'élasticité et la dynamique des mousses liquides.

Le long de ce parcours, mon point de vue a été et est toujours celui d'une expérimentatrice, qui met en avant la réalisation d'expériences pour faire apparaître des comportements physiques.

Je dois reconnaître que les travaux présentés ici, qui se structurent a posteriori dans quatre chapitres, sont pour certains le fruit de papillonnages que permet la liberté de

notre métier, de rencontres et de collaborations successives. Ils ont à ce titre un aspect historique. J'ai décrit mes travaux tels quels au moment où ils ont été réalisés ; j'ai essayé quand c'était possible de les replacer dans une histoire en mentionnant la façon dont ils ont pu être poursuivis dans la littérature. C'est un exercice difficile que celui de mettre en lumière son travail individuel quand il constitue une pierre dans un édifice plus vaste !

La structure de ce manuscrit est la suivante. Le premier chapitre introduit des travaux portant sur la morphologie des ferrofluides et sur la façon dont le champ magnétique pilote le motif adopté par le système. Au second chapitre, des particules magnétiques colloïdales sont introduites dans une solution savonneuse de façon à former des films de savon, des bulles et des mousses alliant des propriétés liquides et magnétiques. Le troisième chapitre s'attaque à la rhéologie des fluides complexes à travers la conception de sondes locales rigides autour desquelles le fluide se déforme. Le quatrième chapitre présente deux types de comportement mécanique de mousses liquides (sans particules magnétiques cette fois-ci) à l'échelle du film de savon et de la jonction entre films de savon. Le cinquième chapitre récapitule les principaux résultats de ces recherches.

Mes travaux actuels et en projet pour les années à venir sont présentés à la fin de ce mémoire. Une grande partie de cette recherche est portée par la création d'une nouvelle équipe avec Caroline Derec, Cyprien Gay et Valentin Leroy. Nous commençons à étudier la dynamique rapide des mousses liquides en développant une approche multi-échelle (échelle de la bulle et échelle de la mousse). Les pistes d'un projet à plus long terme portant sur la motilité des micro-organismes dans les films de savon et les mousses aqueuses sont également exposées à la fin de ce mémoire.

Chapitre 1

Motifs dans les ferrofluides – compétition et organisation

Les ferrofluides sont des liquides dont les propriétés physiques dépendent d'un champ ou d'un gradient de champ magnétique extérieur [1, 2]. Cette sensibilité les rend extrêmement attrayants pour l'expérimentateur de coin de table qui dispose d'un paramètre de contrôle, le champ magnétique, aisément variable pour piloter des instabilités hydrodynamiques, ou bien introduire des forces supplémentaires dans le système expérimental et tester des modèles¹.

Du point de vue microscopique, un ferrofluide est une suspension colloïdale stable de nanoparticules magnétiques dans un liquide porteur. Chaque particule porte un moment magnétique permanent. A l'échelle macroscopique, un ferrofluide est un fluide homogène que les particules magnétiques ont rendu noir. Lorsque l'on approche un aimant, le liquide est attiré dans son ensemble vers l'aimant. La réponse du ferrofluide à un champ magnétique est de type paramagnétique. Comme sa susceptibilité magnétique en champ nul est trois ordres de grandeur plus grande que celle des liquides paramagnétiques ordinaires, on parle, dans le cas des ferrofluides, de paramagnétisme géant.

Les travaux présentés au cours des deux premiers chapitres de ce mémoire utilisent des ferrofluides ioniques (obtenus par stabilisation électrostatique). Ces ferrofluides sont stables dans un solvant polaire comme de l'eau. Ils ont été synthétisés à la demande au

1. Pour les mêmes raisons, les ferrofluides sont également très attrayants pour des applications qui vont de l'amortissement hydraulique aux nanotechnologies utiles au domaine biomédical [3].

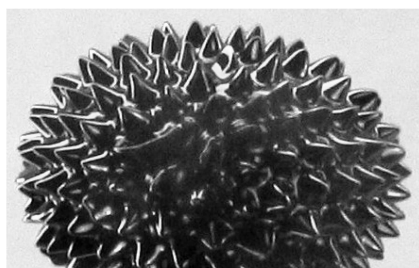


FIGURE 1.1: Goutte de ferrofluide sur une pointe aimantée. La goutte, accrochée à la pointe de l'aimant (non visible), s'est couverte de pics équidistants sous l'effet du champ magnétique traversant la surface du ferrofluide.

Laboratoire des Liquides Ioniques et des Interfaces Chargées (actuellement Physicochimie des Electrolytes, Colloïdes et Sciences Analytiques) de l'UPMC.

Dans ce chapitre, nous nous sommes intéressés à la formation de quelques motifs dans un ferrofluide sous l'effet d'un champ magnétique spatialement homogène. La formation de motifs, comme dans tout système physique, a son origine dans la présence d'interactions antagonistes et de portée différente [4]. Nous avons étudié ici la figure de fracture qui se forme lors du séchage d'une goutte de ferrofluide : le champ magnétique introduit entre les particules colloïdales une interaction supplémentaire anisotrope, qui s'ajoute aux autres interactions en présence et peut conduire à un changement d'orientation des fractures par rapport au cas sans champ magnétique. Nous avons également étudié une situation dans laquelle des morphologies se forment de façon dynamique : en plus des contraintes visqueuses, il faut alors tenir compte des contraintes magnétiques pour rendre compte de la diversité des morphologies adoptées par une goutte de ferrofluide.

L'intérêt de ces travaux peut se révéler a posteriori : l'analyse de la forme d'une fracture courbée par un champ extérieur conduit à une estimation inédite du module d'Young du gel au moment où la fracture s'y forme ; concernant l'étude des morphologies dynamiques de gouttes, la morphologie en roue dentée porte en elle une application potentielle comme micromoteur liquide.

1.1 Séchage et fracture de colloïdes magnétiques

Lorsqu'une goutte de suspension colloïdale sèche, elle transite d'une phase liquide vers une phase gel au fur et à mesure que le solvant s'évapore. De fortes contraintes mécaniques se développent à l'intérieur de la phase gel. Le gel se fracture alors pour relaxer ces contraintes, et les fractures se propagent le long de lignes de contrainte maximale. Le motif de fractures reflète les conditions physiques du processus de séchage [5, 6]. Dans le cas du séchage d'une goutte de ferrofluide, un champ magnétique extérieur modifie les contraintes dans le gel, et par conséquent la géométrie de la figure de fracture. L'analyse de la forme de la fracture permet d'évaluer a posteriori le module d'Young du gel lorsque la fracture est apparue [7].

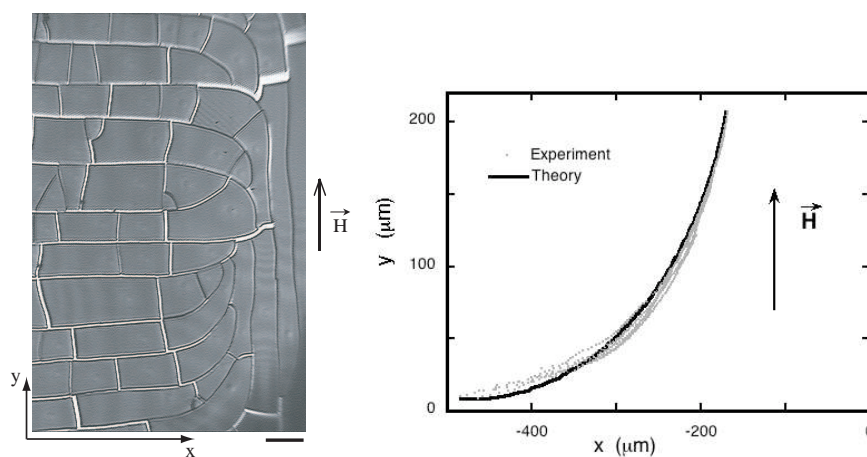


FIGURE 1.2: Rotation des fractures lorsque le champ est appliqué parallèlement au front de gélification et au front de fracture : image (à gauche) et ajustement des données avec un seul paramètre ajustable (à droite).

Le ferrofluide utilisé est une suspension (stable en l'absence d'évaporation) de particules de maghémite dans de l'eau. Une goutte de $20 \mu\text{l}$ de suspension est déposée sur une lame de verre horizontale, placée entre deux bobines de Helmholtz verticales qui créent un champ magnétique horizontal homogène.

Sans champ magnétique extérieur, la dynamique de séchage de la goutte de ferrofluide et la figure de fracture finale sont similaires à celles obtenues dans le cas du séchage d'une goutte de colloïde non magnétique. L'eau s'évaporant, la suspension transite d'une phase liquide vers une phase gel lorsque les particules colloïdales entrent en contact. L'interface eau / air forme des ponts capillaires qui attirent les particules l'une vers l'autre. Mais la rétraction du gel est limitée par l'adhésion sur le substrat : des contraintes de tension s'établissent, et croissent au fur et à mesure que l'eau s'évapore. Lorsque la contrainte dépasse une valeur seuil (qui dépend des coefficients élastiques du gel), une fracture se forme perpendiculairement à la direction de la contrainte maximale. Dans le cas d'une

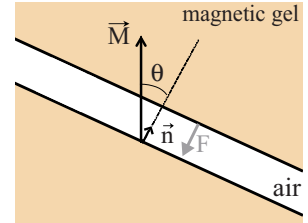
goutte sessile hémisphérique, la phase gel se forme d'abord sur les bords : un front de gélification, observable au microscope, apparaît au bord de la goutte et se propage vers le centre. Le tenseur des contraintes dans le gel est anisotrope : les fractures se forment également au bord et se propagent radialement vers le centre, à distance constante du front de gélification.

Lorsqu'on applique un champ magnétique extérieur à la goutte pendant le séchage, les fractures se forment selon la même dynamique, mais elles tendent à s'aligner dans la direction du champ (Fig 1.2). Elles sont en réalité sensibles à la présence du champ non pas au moment où elles se propagent, mais au moment où le gel a été formé. Le gel garde une mémoire des conditions dans lesquelles il a été formé (avec ou sans champ). On peut comprendre cet effet mémoire de la phase gel de la façon suivante. Lorsqu'un champ magnétique est appliqué, les particules magnétiques orientent leur moment magnétique interne en moyenne dans la direction du champ extérieur. Dans la phase gel, les particules forment un empilement compact de sorte que leur mouvement de translation ou de rotation est bloqué même lorsque le champ magnétique est supprimé. Les interactions dipolaires magnétiques, attractives lorsque les particules sont orientées tête à queue, mais répulsives lorsqu'elles sont côte à côte, induisent des contraintes magnétiques anisotropes à l'intérieur du gel².

Lorsqu'une fracture se propage dans un gel qui a été formé sous l'effet d'un champ magnétique, elle sépare le gel en deux régions situées de part et d'autre de la fracture, et qui interagissent par le biais des interactions dipolaires magnétiques. Dans l'hypothèse d'une fracture fine (largeur de la fracture petite devant la hauteur de gel), la force magnétique exercée par l'une des deux régions sur l'autre s'écrit :

$$\vec{F} = -\frac{\mu_0}{2}(M^* \cos \theta)^2 L h \vec{n}, \quad (1.1)$$

où θ est l'angle entre la normale au demi-plan borné par la fracture \vec{n} et le champ magnétique \vec{H} , M^* est l'aimantation du gel, h est sa hauteur et L est la longueur de la fracture dans le plan de la lame de verre. L'effet de la force est donc de fermer la fracture lorsque $\theta \neq \pi/2$, c'est-à-dire lorsque le champ magnétique n'est pas parallèle à la fracture.



L'équation (1.1) permet de définir la contrainte magnétique $\sigma_m = -(\mu_0/2)M^{*2} \cos^2 \theta$. Les interactions dipolaires magnétiques augmentent de $|\sigma_m|$ la contrainte critique σ_c au-delà de laquelle la fracture se propage. Comme la fracture se propage dans la direction perpendiculaire à la direction de contrainte maximum, et comme la contrainte seuil est anisotrope (en $\cos^2 \theta$), un champ magnétique perpendiculaire au front de gélification peut, si son amplitude est suffisamment forte, changer la direction de contrainte maximum et faire tourner la fracture.

2. Si en revanche aucun champ magnétique n'est appliqué, les particules sont orientées aléatoirement et les interactions dipolaires magnétiques sont en moyenne isotropes : le motif de fractures présente les mêmes caractéristiques que celui obtenu après le séchage d'une goutte de colloïde non magnétique.

Une telle analyse permet de reconstruire pas à pas la trajectoire de la fracture. On peut ainsi ajuster la forme finale de la fracture aux données expérimentales, avec un seul paramètre ajustable : M^{*2}/σ_c (Fig. 1.2). σ_c est lié au module d'Young du gel considéré au moment où la fracture se forme [8, 7]. L'ajustement de la forme de la fracture à l'équation de la trajectoire issue du modèle permet donc d'évaluer le module d'Young du gel : on trouve $E \simeq 4.10^3$ Pa au moment précis où la fracture se forme, ce qui est une évaluation inédite (actuellement les mesures existantes sont faites avec un certain délai après formation de la fracture, alors que le module d'Young augmente dans le temps au fur et à mesure que le solvant s'évapore).

Référence : Pauchard L., Elias F., Bolthenagen P., Cebers A., Bacri J.-C., *Phys. Rev. E*, **77** (2008) 021402.

1.2 Motifs dynamiques

Une goutte microscopique de ferrofluide très concentré soumise à un champ magnétique s'étire dans le sens du champ appliqué. Lorsque le champ magnétique tourne dans un plan, la goutte tourne avec le champ. Pour des fréquences élevées, la viscosité de la goutte ne lui permet pas de suivre le mouvement de rotation du champ, et elle se déforme. Ces gouttes déformées tournent elles-même dans le sens du champ magnétique, mais à des fréquences beaucoup plus faibles [9]. Nous avons observé et décrit ces différentes morphologies (stationnaires ou non), qui peuvent s'expliquer par la compétition entre des effets magnétiques et visqueux. Nous avons dégagé les paramètres pertinents pour classer ces différentes morphologies dans un diagramme de phases du système.

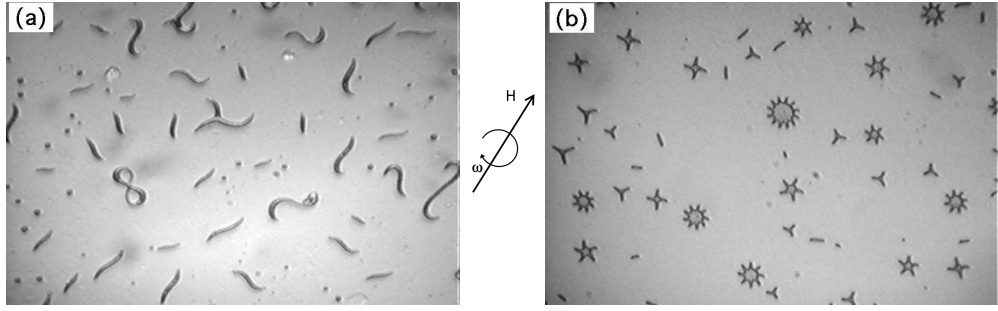


FIGURE 1.3: Gouttes de ferrofluide concentré soumises à un champ magnétique \vec{H} tournant à la fréquence angulaire ω dans le plan d'observation. La taille des gouttes est de l'ordre de la dizaine de micromètres. (a) $H = 350 \text{ A.m}^{-1}$; $\omega/(2\pi) = 1 \text{ kHz}$. (b) $H = 450 \text{ A.m}^{-1}$; $\omega/(2\pi) = 400 \text{ Hz}$.

Les gouttes présentées Fig. 1.3 sont des gouttes de phase très magnétique (susceptibilité magnétique $\chi \sim 40$) baignant dans une phase diluée en particules magnétiques, issues de la démixtion d'un ferrofluide ionique [10]. Sous l'effet d'un champ tournant dans le plan horizontal (ici le plan de l'image), elles peuvent adopter une grande variété de formes et de dynamiques. Parmi ces formes certaines sont stationnaires (comme certaines formes en « I » ou en étoile) alors que d'autres sont instables (comme les formes en « S », en « O » ou en « ∞ »). Toutes les gouttes sont en mouvement de corotation avec le champ extérieur, mais à des fréquences beaucoup plus faibles.

La formation de ces gouttes en rotation asynchrone peut s'expliquer par le scénario suivant. Il est bien connu qu'une goutte de ferrofluide se déforme et s'allonge dans la direction d'un champ magnétique extérieur (ellipsoïde prolate) [11]. Si le champ tourne lentement, la goutte se met en rotation synchrone avec le champ : le couple visqueux dû au frottement de la goutte dans le liquide environnant s'équilibre avec le couple magnétique qui la fait tourner. Cependant, le couple visqueux augmentant avec la fréquence angulaire, il existe une fréquence au-delà de laquelle le couple magnétique ne peut plus équilibrer le

couple visqueux³ : la goutte se déstabilise alors, soit en se divisant en plusieurs gouttes, soit en changeant de forme. C'est ce deuxième scénario qui conduit aux morphologies observées en rotation asynchrone avec le champ extérieur.

Cette rotation asynchrone s'explique par un effet d'entraînement de l'interface liquide de la goutte (Fig. 1.4a). La fréquence de rotation du champ magnétique étant petite devant l'inverse du temps de relaxation Brownienne des particules magnétiques, les particules tournent de façon synchrone avec le champ. L'interface ressent une contrainte visqueuse tangentielle qui l'entraîne dans un mouvement de rotation dans le sens du champ. Après un régime transitoire, la goutte est entraînée dans un mouvement de rotation solide.

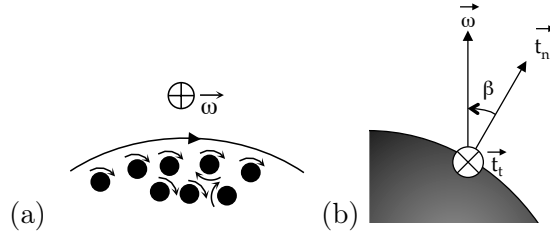


FIGURE 1.4: (a) Rotation de l'interface de la goutte due à la rotation des particules magnétiques dans le ferrofluide ; (b) Contraintes normale \vec{t}_n et tangentielle \vec{t}_t à l'interface d'une goutte de ferrofluide soumise à un champ magnétique tournant.

L'interface de la goutte en rotation est donc localement soumise à deux contraintes : une contrainte tangentielle \vec{t}_t , liée à la différence de fréquence angulaire entre les particules et l'interface, et une contrainte normale \vec{t}_n due aux conditions de passage du champ magnétique à travers l'interface (Fig. 1.4b) :

$$t_t = 2\xi\omega \sin \beta \quad (1.2)$$

$$t_n = \frac{1}{2}\mu_0 M_n^2 \quad (1.3)$$

où μ_0 est la constante de permittivité magnétique du vide, M_n est la composante de l'aimantation de la goutte normale à l'interface, β est l'angle entre la normale à la surface et l'axe de rotation du champ magnétique, et ξ est la viscosité rotationnelle du ferrofluide, *i.e.* une grandeur homogène à une viscosité qui tient compte de la viscosité du liquide porteur, de la concentration en particules magnétiques, et de la différence de fréquence angulaire entre les particules et le fluide porteur [12]. Les équations (1.2) et (1.3) montrent que la contrainte normale tend à étaler radialement la goutte dans le plan de rotation du champ magnétique, alors que la contrainte tangentielle entraîne une co-rotation de la goutte avec le champ, indépendamment de sa géométrie particulière.

3. $\omega\tau_c > 1$ avec $\tau_c \propto 1/H^2$ où H est l'amplitude du champ magnétique extérieur.

Autrement dit, la contrainte normale est responsable de la forme de la goutte alors que la contrainte tangentielle est responsable de sa dynamique⁴.

Les équations (1.2) et (1.3) donnent deux paramètres indépendants, t_n et t_t , qui permettent de classer les structures et dynamiques observées dans un diagramme. Par ailleurs, le rapport entre t_n et t_t à la pointe de la goutte permet de comprendre l'instabilité de la morphologie en « S » qui peut se transformer en « 8 » ou « O », elles-même instable (Fig. 1.3a). Quant aux formes en étoiles visibles sur la Fig. 1.3b, elles s'expliquent par l'instabilité de champ normal (ou instabilité de pics) [13] : la surface latérale de la goutte oblate, soumise à un champ magnétique radial en moyenne, se déstabilise en se couvrant de pics. Cette morphologie particulière est donc entièrement due à la contrainte normale t_n et découplée du mouvement de rotation de la goutte.

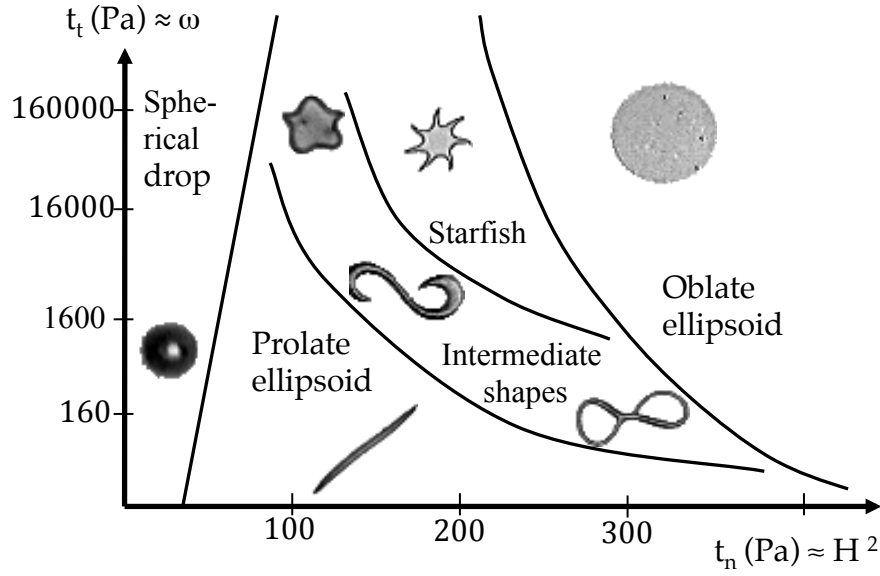


FIGURE 1.5: Diagramme des motifs dynamiques observés.

Référence : E. Janiaud, F. Elias, J.-C. Bacri, V. Cabuil, R. Perzynski, *Magnetohydrodynamics* **36** (2000), pp. 301-314.

4. La contrainte tangentielle peut toutefois avoir une influence sur la forme de la goutte à travers l'existence de temps caractéristiques du système au-delà desquels l'équilibre de la goutte est modifié.

Chapitre 2

Mousses liquides magnétiques

Il existe beaucoup d'angles sous lesquels les mousses liquides sont étudiées. Elles intéressent à la fois les mathématiciens car elles minimisent la surface de leurs interfaces, les chimistes car le choix des molécules tensioactives utilisées est essentiel pour stabiliser la mousse, les ingénieurs qui produisent des mousses solides ou des mousses à visée cosmétique ou alimentaire, et les physiciens principalement en raison de leurs propriétés mécaniques complexes, couplées à leur structure interne [15, 16].

Les propriétés physique des mousses liquides sont pilotées par deux types de forces : la capillarité et la gravité. Si l'on veut modifier de façon contrôlée les paramètres de la mousse, on peut soit modifier les forces de capillarité en changeant la composition chimique des solutions savonneuses, soit modifier la force de gravité en faisant des expériences en microgravité. Dans ce chapitre nous présentons une autre façon de piloter la mousse sans sortir du laboratoire, en ajoutant des particules magnétiques colloïdales à la phase liquide de la mousse. De cette façon on dispose de deux paramètres de contrôle variables de façon continue :

le champ magnétique qui (si la suspension est suffisamment concentrée en particules magnétiques) ajoute des interaction dipolaire magnétiques anisotropes attractives ou répulsives entre les particules,

le gradient de champ magnétique, qui crée une force magnétique volumique sur le liquide magnétique.

Dans les solutions savonneuses magnétiques que nous avons utilisées, les particules magnétiques sont chargées en surface par des ions citrates qui portent une charge négative. Nous avons choisi un tensioactif ionique, le Sodium Dodecyl Sulfate (SDS) dont les têtes polaires portent également une charge négative en solution. De cette façon, les particules magnétiques ne s'adsorbent pas aux interfaces de la mousse et restent dans le volume liquide. Un schéma de la structure du squelette liquide de la mousse est représenté Fig. 2.1. Les solutions ont été synthétisées par Delphine Talbot et avec l'aide d'Emmanuelle Dubois au LIIC (UPMC).

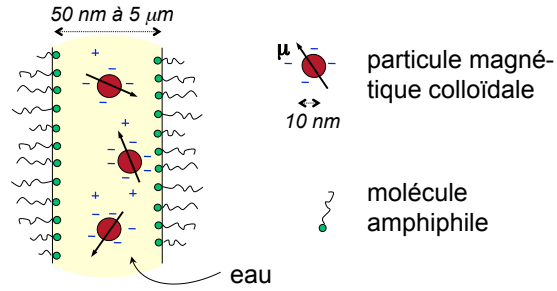


FIGURE 2.1: Structure du squelette d'une mousse liquide magnétique : les molécules tensioactives de SDS sont adsorbées en surface alors que les particules magnétiques, repoussées par les interfaces de même charge électrostatique, sont en suspension dans le liquide. Pour la clarté du schéma les échelles spatiales ne sont pas respectées.

Nous avons étudié l'effet du champ magnétique extérieur sur les propriétés physiques des mousses liquides magnétiques : la modification de la dynamique du drainage d'un film de savon librement suspendu par un champ magnétique homogène, le contrôle par une force magnétique de la taille des bulles de gaz dans une solution savonneuse magnétique, et le contrôle par une force extérieure de la structure d'une mousse magnétique en écoulement dans un tube. Ces travaux ont été poursuivis au cours de la thèse d'Eric Janiaud, soutenue en 2004, qui s'est également intéressé à l'effet d'un champ magnétique homogène d'une part sur la structure d'une mousse magnétique 2D, et d'autre part sur la dynamique de drainage d'une mousse magnétique 3D [20, 21].

2.1 Films de savon magnétiques

Un film de savon vertical librement suspendu sur un cadre et en contact avec la solution draine dans le temps : sous les effets de la gravité et de la capillarité, le liquide s'écoule du film vers la solution et le film de savon s'amincit. Nous avons étudié la dynamique de drainage d'un film de savon magnétique vertical, librement suspendu sur un cadre, soumis à un champ magnétique homogène. Nous montrons que le drainage du liquide hors du film est contrôlé par le champ : il peut être accéléré ou ralenti en fonction de la direction du champ par rapport au film de savon.

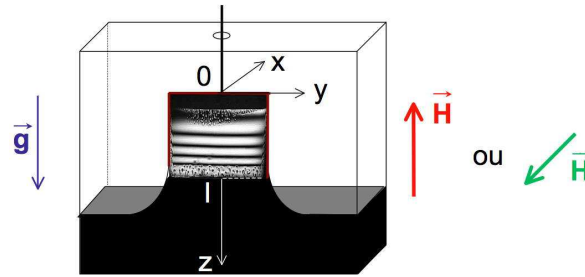


FIGURE 2.2: Film de savon magnétique librement suspendu sur un cadre vertical.

Le dispositif expérimental est représenté Fig. 2.2. Le film de savon magnétique est formé en tirant hors du bain un cadre de 16 mm de large. Le tout est placé dans une cuve de verre fermée pour empêcher l'évaporation, elle-même placée entre deux bobines de Helmholtz qui créent un champ magnétique homogène. On peut faire pivoter les bobines de façon à ce que le champ magnétique soit vertical ou bien perpendiculaire au film de savon. Le film de savon est éclairé sous incidence normale par une source lumineuse monochromatique ou blanche. Il est observé en réflexion également sous incidence normale. On observe les franges d'interférences lumineuses horizontales d'égale épaisseur qui correspondent au fait que le film de savon est plus épais en bas qu'en haut (voir Fig. 2.2). Au cours du drainage, l'amincissement du film de savon se manifeste par une chute des franges d'interférence vers le bas.

C'est en mesurant la position verticale d'une de ces franges dans le temps qu'on étudie la dynamique de drainage (Fig. 2.3a). On constate que la frange tombe moins vite sous l'effet d'un champ magnétique vertical, et plus vite sous l'effet d'un champ perpendiculaire au plan du film. Par ailleurs, la vitesse de chute, avec ou sans champ magnétique extérieur, est constante.

On peut comprendre ce comportement comme un effet des interactions anisotropes entre dipôles magnétiques. Les particules, orientées dans la direction du champ magnétique, se repoussent lorsqu'elles sont côte à côte, alors qu'elles s'attirent lorsqu'elles sont tête à queue. Dans une géométrie confinée comme celle d'un film de savon, cela conduit

à des différences de comportement macroscopiques en fonction de l'orientation du champ par rapport au film.

Formellement, on utilise l'équation de Navier-Stokes en faisant l'hypothèse d'un écoulement stationnaire, non convectif (le nombre de Reynolds est $\simeq 10^{-5}$). Le fluide est incompressible et on est dans les conditions de l'approximation de lubrification. On suppose une vitesse de glissement non nulle sur les interfaces $U_g = -b(\partial u/\partial x)_{x=\pm e/2}$ où u est la vitesse du fluide, e est l'épaisseur du film de savon et b est la longueur de glissement (qui dépend de la physico-chimie des interfaces et de la viscosité du liquide) [17]. Après quelques calculs et en supposant $e \ll 6b$, on obtient la vitesse de chute d'une frange d'épaisseur constante :

$$\frac{\partial z}{\partial t} = be \frac{\rho g - \partial_z P}{\eta}. \quad (2.1)$$

où ρ est la masse volumique du liquide, η est sa viscosité et $\partial_z P$ est le gradient vertical de pression. Deux effets contribuent à ce gradient de pression vertical : les effets capillaires et les effets magnétiques : $\partial_z P = \partial_z P_{cap} + \partial_z P_{mag}$.

Le gradient de pression capillaire est dû à la différence de courbure entre le ménisque et le film. Loin du ménisque ($z \ll l$ où l est la hauteur totale du film) on a :

$$\partial_z P_{cap} \simeq \frac{\delta P_{cap}}{l} \simeq -\frac{2\gamma}{Rl} \quad (2.2)$$

où γ est la tension de surface, R est le rayon de courbure du ménisque, et $\delta P_{cap} = P_{cap}(z) - P_{cap}(l)$ est la différence de pression capillaire entre le film et le ménisque.

Le gradient de pression magnétique peut être calculé de la façon suivante. L'énergie d'interaction dipolaire magnétique d'un volume V de matériau d'aimantation M est $E_{mag} \simeq (\mu_0/2) V D M^2$, où μ_0 est la permittivité du vide, et D est le facteur de désaimantation du matériau [1, 4]¹. On passe de l'énergie magnétique au gradient de pression magnétique en faisant l'approximation que D ne dépend pas de V et en écrivant (loin du ménisque : $z \ll l$) :

$$\partial_z P_{mag} = \partial_z \left(\frac{E_{mag}}{V} \right) \simeq -\frac{\mu_0 \delta D M^2}{2l} \quad (2.3)$$

où $\delta D = D(z) - D(l)$ est la différence de facteur de désaimantation entre le film et le ménisque : $\delta D \simeq \varepsilon/2$ où $\varepsilon = +1$ si $H \parallel O_x$ et $\varepsilon = -1$ si $H \parallel O_z$. On obtient alors la vitesse de chute de la frange d'interférence d'ordre p en utilisant (2.1), (2.2) et (2.3) :

$$v_p(M) = \frac{\partial z}{\partial t} = p v_1(M) = p v_0 [1 + \varepsilon \alpha(M)] \quad (2.4)$$

où

1. D est un facteur qui relie le champ de désaimantation (défini comme l'intégrale sur tout le volume considéré du champ magnétique créé par les dipôles orientés par le champ extérieur), opposé au champ extérieur qui l'a créé, à l'aimantation : $\vec{H}_d = -D\vec{M}$. D est compris entre 0 et 1 et dépend fortement de la forme du matériau

$$v_0 = -\frac{bn\lambda}{\eta} \left(\rho g + \frac{2\gamma}{Rl} \right) \quad \text{et} \quad \alpha = \frac{\mu_0 M^2}{4 \left(\rho g l + \frac{2\gamma}{R} \right)}. \quad (2.5)$$

Ici, n est l'indice optique de la solution savonneuse et λ est la longueur d'onde de la lumière utilisée. v_0 est la vitesse de la frange considérée lorsqu'on n'applique pas de champ magnétique au cours du drainage.

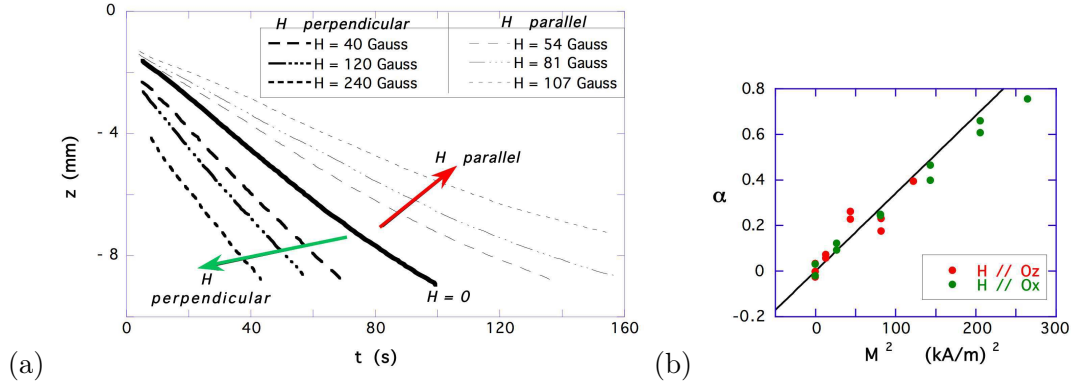


FIGURE 2.3: (a) Evolution de la position de la frange d'interférence d'ordre $p = 3$ pour différentes amplitudes et directions du champ magnétique extérieur. (b) $\alpha(M^2)$ issu de l'ajustement de la fig. (a) ; la ligne droite est une prévision issue du modèle sans paramètre ajustable.

Les données sont ensuite ajustées de la façon suivante : les vitesses mesurées en fonction de l'ordre p , ajustées par l'éq. (2.4), permettent d'obtenir $v_1(M)$. L'aimantation en volume $M(H)$ de la solution est mesurée indépendamment. v_0 est mesuré en champ nul : on trace alors $\alpha = \varepsilon [v_1(M) - v_0]$ en fonction de M^2 (Fig. 2.3b). En estimant que le rayon de courbure R du ménisque est égal à la longueur capillaire on peut tracer sur le graphe $\alpha(M^2)$ la droite donnée par l'éq. (2.4) sans aucun paramètre ajustable et constater le bon accord avec les points expérimentaux malgré les approximations du modèle.

En résumé, les interactions dipolaires magnétiques sont en moyenne attractives dans le film et répulsives dans le ménisque lorsque le champ extérieur est appliqué verticalement dans le plan du film de savon, alors qu'elles sont en moyenne répulsives dans le film et attractives dans le ménisque lorsque le champ est perpendiculaire au plan du film. Un écoulement de liquide se produit de la zone où les interactions sont répulsives vers celle où elles sont attractives. Par conséquent, le liquide magnétique est attiré de la solution vers le film dans le premier cas, et attiré du film vers la solution dans le second cas : le drainage est donc ralenti dans le premier cas et accéléré dans le second cas.

Peut-on stopper, voire inverser le drainage ? En théorie oui, si le gradient de pression magnétique devient plus grand (en valeur absolue) que ρg . Mais en pratique il faudrait que l'aimantation M puisse atteindre une valeur suffisamment grande ; or l'aimanta-

tion du ferrofluide sature pour des valeurs du champ magnétique de quelques centaines de Gauss. Pour augmenter la valeur de l'aimantation à saturation, il faut augmenter la concentration en particules magnétiques, mais là encore il existe une valeur seuil pour que la suspension reste stable. En pratique, il y aurait des difficultés techniques importantes à résoudre pour réussir à stopper ou inverser de cette manière le drainage d'un film de savon magnétique².

2.2 Bulles dans un liquide magnétique

Une façon de former de la mousse est d'injecter du gaz à travers une seringue à un certain débit dans une solution savonneuse. La taille des bulles dépend alors du diamètre de la seringue et du débit de gaz. Dans le cas d'un débit très lent (gonflage quasistatique), la bulle se détache lorsque la poussée d'Archimède équilibre la force de tension superficielle qui retient la bulle sur la seringue. En bullant dans une solution magnétique, nous avons montré qu'on peut contrôler la taille des bulles de gaz si un gradient de champ magnétique est appliqué à l'extrémité de la seringue, ce qui permet d'exercer sur la bulle une force magnétique volumique qui s'oppose à la poussée d'Archimède. Il est même possible, avec un gradient de champ suffisamment important, de faire tomber les bulles dans le tube. Un modèle analytique simple permet de démontrer cet effet.

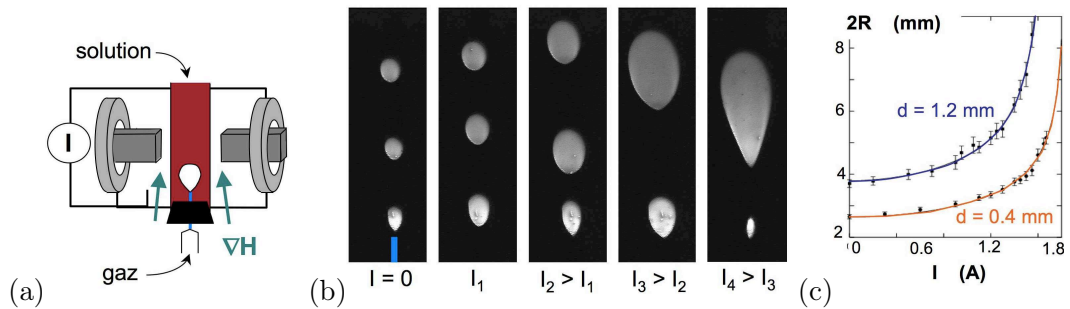


FIGURE 2.4: (a) Une seringue (en bleu) permet d'injecter du gaz à débit constant et de former des bulles dans un tube contenant la solution. De part et d'autre du tube, des bobines munies de pièces de fer doux sont placées quelques centimètres au-dessus de la pointe de l'aiguille, de sorte que les bulles sont soumises à un gradient de champ magnétique. (b) Images des bulles ainsi formées dans la solution magnétique. De la gauche vers la droite, l'amplitude du gradient de champ augmente : les bulles grossissent. (c) Variation du diamètre des bulles en fonction de l'intensité du courant dans les bobines, pour deux aiguilles de diamètre différent, et ajustement des données par l'éq. (2.9).

2. Il est possible de stopper et d'inverser le drainage en utilisant non pas un champ magnétique homogène mais un gradient de champ magnétique, comme l'ont montré plusieurs auteurs à la suite de nos études [22, 23].

L'expérience consiste à faire buller du gaz (ici de l'air) à travers une seringue dans une solution savonneuse magnétique, en créant un gradient de champ magnétique à l'extrémité de la seringue (Fig. 2.4). La bulle de gaz (non magnétique) dans un milieu magnétique se comporte comme un "trou magnétique" : tout se passe comme si une bulle d'aimantation $-M$ était formée dans un milieu non magnétique. La force magnétique qui s'exerce sur la bulle s'exprime alors [2] :

$$\vec{F}_M = -\mu_0 V \left[\vec{M}(H) \cdot \vec{\nabla} \right] \vec{H} = -\mu_0 V M(H) \frac{\partial H}{\partial z} \vec{e}_z \quad (2.6)$$

où Oz est un axe vertical de vecteur unitaire \vec{e}_z dirigé vers le haut, \vec{M} est l'aimantation de la solution magnétique, V est le volume de la bulle, et \vec{H} est le champ magnétique extérieur. \vec{F}_M est donc une force de volume, de même direction et de sens opposé à celui du gradient de champ magnétique. Dans la configuration présentée fig. 2.4, elle est dirigée vers le bas : elle s'oppose à la poussée d'Archimède.

Si le gaz est injecté très lentement (régime quasistatique), la bulle se détache lorsque la somme des forces capillaire, de flottabilité et magnétique s'annule. La force capillaire qui rattache la bulle à la seringue s'exprime :

$$\vec{F}_{cap} = -\pi \gamma d f \vec{e}_z \quad (2.7)$$

où d est le diamètre de l'aiguille, γ est la tension de surface de la solution et f est un facteur géométrique de l'ordre de l'unité. La force de flottabilité s'écrit :

$$\vec{F}_{flot} = \Delta \rho g \vec{e}_z \quad (2.8)$$

où $\Delta \rho$ est la différence de densité entre le liquide et le gaz. On obtient alors une expression analytique pour le diamètre $2R$ des bulles [18] :

$$2R(z_0, \mathcal{I}) = \left(\frac{6d\gamma f}{\Delta \rho g - \mu_0 M(z_0, \mathcal{I}) \partial_z \beta(z_0) \mathcal{I}} \right)^{1/3} \quad (2.9)$$

où z_0 est l'altitude de la pointe de l'aiguille, \mathcal{I} est l'intensité du courant dans les bobines de champ, et $\partial_z \beta$ est le gradient de la fonction qui traduit la variation spatiale du champ magnétique à l'altitude de la seringue : $\partial_z \beta(z_0) = \partial_z H(z_0)/\mathcal{I}$. L'aimantation M dépend de z_0 et de \mathcal{I} à travers la valeur du champ H et est mesurée indépendamment. Les courbes à droite de la fig. 2.4 montrent les résultats expérimentaux ajustés par l'équation (2.9) avec deux paramètres ajustables : le produit γf et $\partial_z \beta(z_0)$. Les deux courbes correspondent à deux seringues de diamètre d différent ; les valeurs des paramètres ajustables obtenues dans les deux cas sont les mêmes.

2.3 Mousse liquide magnétique dans un tube

Lorsqu'une mousse monodisperse est introduite dans un tube cylindrique dont le diamètre est comparable à la taille des bulles, les bulles s'ordonnent parfaitement les unes par rapport aux autres, selon une structure qui dépend de leur taille, de leur fraction de

liquide et des conditions initiales [15]. Grâce à leur ressemblance avec des arrangements phylotactiques, on dénote les structures formées par un triplet de chiffres emprunté à la numérotation des structures phylotactiques. En utilisant une mousse magnétique, nous avons mis en évidence expérimentalement la possibilité de manipuler la structure à plusieurs étapes de sa formation, et de la détecter à l'aide d'un signal électrique.

Nous décrivons ici un ensemble de faits expérimentaux permettant de piloter et détecter la structure formée par une tige de bulles magnétiques dans un tube. Dans la plupart des cas, l'interprétation et la modélisation de ces phénomènes est encore un terrain vierge.

• **Contrôle de la structure :**

La structure particulière adoptée par une tige de bulles confinée dans un tube dépend du rapport entre la taille des bulles et le diamètre du tube (Fig. 2.5). Le contrôle magnétique de la taille des bulles vu au paragraphe précédent permet par conséquent de choisir la structure lors de la création de la mousse.

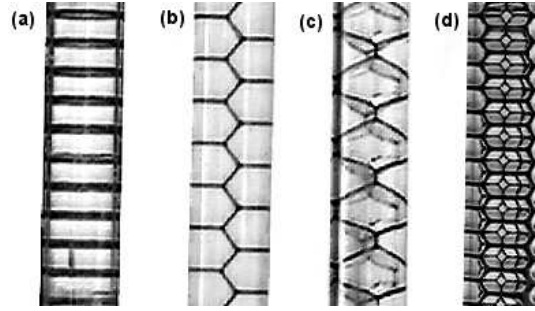


FIGURE 2.5: Mousse monodisperse dans un tube cylindrique. De gauche à droite, la taille des bulles diminue. (a) Structure 1-0-0 ou bambou, (b) 2-1-1, (c) 2-2-0, (d) 4-2-2.

• **Transitions entre structures :**

Plusieurs structures (métastables) peuvent exister pour une même taille de bulle. Ces structures sont séparées l'une de l'autre par un réarrangement topologique [19]. Dans une mousse magnétique, il est possible d'induire un tel réarrangement topologique à l'aide d'une force magnétique (Fig. 2.6a et b). Des pièces de fer doux taillées en pointe placées dans des bobines de part et d'autre du tube créent un gradient de champ magnétique qui attire le ferrofluide ; on fait alors passer un courant alternatif dans les bobines de façon à fournir à la mousse l'énergie d'agitation lui permettant de transiter vers un autre état métastable.

• **Torsion de structures :**

On peut également manipuler certaines structures au moyen d'un aimant comme illustré fig. 2.6b : l'aimant attire principalement les bords de Plateau (qui contiennent la plupart du liquide de la mousse). Si la structure contient des lignes verticales de bords de Plateau touchant la paroi du tube (comme la structure 2-1-1 ou 4-2-2) et que la direction de l'aimant forme un angle, dans le plan horizontal, par rapport à la direction de la ligne de

bords de Plateau, il en résulte un couple qui s'exerce sur la ligne de bords de Plateau et tend à la faire tourner autour de l'axe du tube. On observe (sans qu'on ait réussi encore à l'expliquer) que cette déformation de torsion relaxe lorsqu'on enlève l'aimant si l'angle de la déformation est inférieur à 180° dans le cas d'une structure 2-1-1 et à 90° dans le cas d'une structure 4-2-2. Dans le cas contraire, la structure reste déformée plastiquement : une torsion interne locale d'un angle compatible avec les symétries de la structure est stabilisée et s'écoule avec la mousse dans le tube.

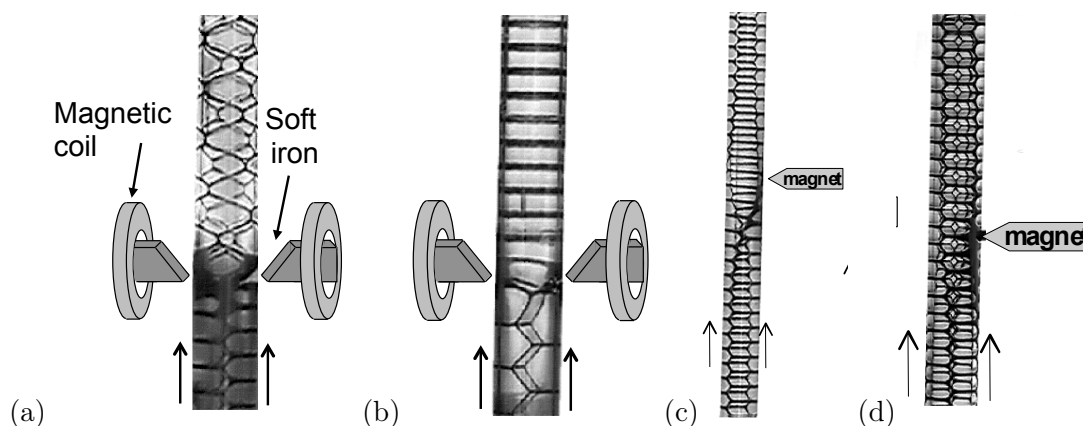


FIGURE 2.6: Changement de structure d'une mousse ordonnée dans un tube, induit par une force magnétique locale (a) et (b), et torsions dans une structure 2-1-1 (c) et dans une structure 4-2-2 (d) provoquées par un aimant. Dans toutes ces situations la mousse s'écoule de bas en haut dans le tube.

• Détection électrique de la structure :

On peut souhaiter pour certaines applications détecter de façon non optique la structure adoptée. Nous avons conçu une expérience qui permet de discriminer grâce à un signal électrique entre une structure « Bambou » et une structure 2-1-1 (ou structure en marches d'escalier). On place des électrodes de part et d'autre du tube. La section des électrodes est plus petite que la surface de contact d'une bulle individuelle contre la paroi interne du tube de sorte que, lorsque la mousse s'écoule dans le tube, le passage d'un bord de Plateau devant les électrodes engendre une augmentation de l'intensité du courant dans les électrodes³. En utilisant deux électrodes de section différente comme illustré fig. 2.7, on constate que, dans le cas où une structure 2-1-1 s'écoule dans le tube, le contact d'un bord de Plateau sur la plus grosse électrode engendre un pic d'intensité dans le circuit plus intense que celui engendré par le passage d'un bord de Plateau au contact de l'électrode la plus fine. En revanche, si une structure bambou s'écoule dans le tube, les mêmes bords de Plateau sont simultanément au contact des deux électrodes et les

3. L'écoulement de la mousse est par exemple engendré par un bullage permanent à une des extrémités du tube.

pics d'intensité électrique qu'on observe dans le temps ou au cours de l'écoulement de la mousse sont tous de même intensité.

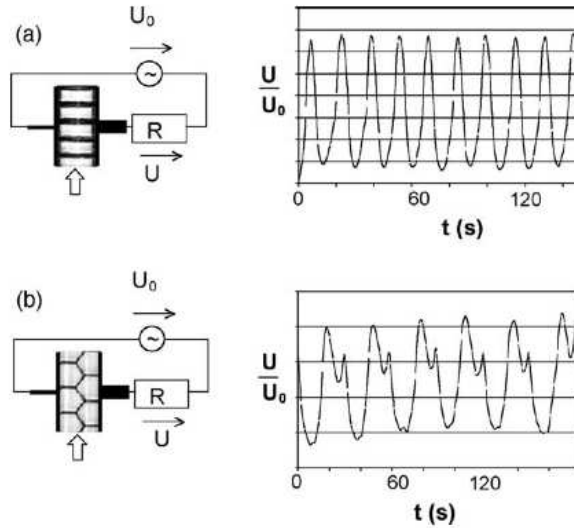


FIGURE 2.7: Signal électrique en fonction du temps obtenu en utilisant des électrodes de sections différentes en contact avec la mousse en écoulement à débit constant. (a) Structure bambou ; (b) structure 2-1-1.

• Une application ?

On peut imaginer qu'une telle manipulation de structure par un courant électrique circulant dans des bobines ait un avenir dans le domaine de la microfluidique discrète, où du transport de microquantités de fluide serait assuré dans les bulles d'une mousse ou d'une émulsion circulant dans un réseau de canaux. Un champ magnétique appliqué lors de la formation des bulles contrôlerait leur taille et leur structure ; des forces magnétiques oscillantes de part et d'autre du tube dans lequel se propage la mousse permettraient de corriger des éventuels défauts de structure ; enfin, des couples magnétiques permettraient de faire tourner la structure si l'on souhaite réorienter le chemin de certaines bulles, par exemple avant un embranchement où les bulles se séparent dans des canaux différents.

Références :

- "Magnetic soap films and magnetic soap foams", F. Elias, J.-C. Bacri, C. Flament, E. Janiaud, D. Talbot, W. Drenckhan, S. Hutzler & D. Weaire, *Colloids and Surf. A* **263** (2005) 65.
- "Bubble size control and measurement in the generation of ferrofluid foams", W. Drenckhan, F. Elias, S. Hutzler, D. Weaire, E. Janiaud & J.-C. Bacri, *J. Appl. Phys.* **93** (2003) 10078.
- "Juggling with bubbles in cylindrical ferrofluid foams", S. Hutzler, D. Weaire, F. Elias & E. Janiaud, *Phil. Mag. Lett.* **82** (2002) 297.

Chapitre 3

Mécanique locale des Fluides Complexes

Le propre des fluides complexes est de posséder une structure interne, due en général (bien que pas exclusivement) à leur composition diphasique. Lorsqu'ils sont soumis à une contrainte externe, la contrainte interagit avec la structure, ce qui donne lieu à une grande variété de comportements rhéologiques qualifiés de complexes. La réponse mécanique du matériau se caractérise en particulier par l'existence de différentes échelles caractéristiques de longueur et de temps. L'analyse de cette réponse mécanique doit donc tenir compte de ce comportement multi-échelles et s'appuyer sur des mesures réalisées à l'échelle globale (en utilisant des rhéomètres classiques) mais aussi à l'échelle locale.

Nous avons mis en place deux expériences permettant de déformer localement un fluide complexe. Dans le premier cas, une sonde millimétrique magnétique est insérée dans un milieu viscoélastique transparent et soumise à une contrainte extérieure contrôlée. L'analyse du déplacement de la sonde permet de mesurer les modules rhéologique du matériau à l'échelle de la sonde. L'expérience présentée dans ce chapitre a été mise au point sur une sonde macroscopique vis-à-vis de l'échantillon (ici une solution micellaire et une suspension colloïdale de laponite), cependant des publications ultérieures à notre travail ont montré que la taille de la sonde peut être réduite pour étudier la rhéologie à de plus petites échelles. Dans le deuxième cas, nous avons couplé une expérience de cisaillement local avec l'analyse de la déformation du milieu cisailé. Pour cela nous avons choisi une mousse à deux dimensions dont la structure interne (réseau de bulles de gaz séparées par des parois liquide) peut être aisément imagée et analysée. Cette étude a permis de quantifier la déformation de la mousse en écoulement autour d'un obstacle et de mesurer la force exercée par la mousse sur l'obstacle qui la déforme.

3.1 Une sonde locale

Nous avons mis au point une expérience de mesure locale de module élastique et visqueux de fluides complexes. Une bille ou une aiguille magnétique est immergée dans le fluide, et mise en mouvement par l'application d'un champ magnétique : la bille magnétique acquiert un mouvement de translation sous l'effet d'une force magnétique homogène ; l'aiguille magnétique tourne sous l'action d'un couple magnétique. L'analyse du mouvement de la bille ou de l'aiguille permet de remonter, via un modèle rhéologique phénoménologique, aux coefficients élastiques et visqueux du fluide. Après avoir validé cette méthode en utilisant un fluide de Maxwell linéaire, nous l'avons utilisée pour sonder une suspension de laponite, et avons obtenu des informations en particulier sur le vieillissement physique de ce fluide ainsi que sur ses comportements rhéofluidifiant et thixotrope.

Présentation des sondes et validation

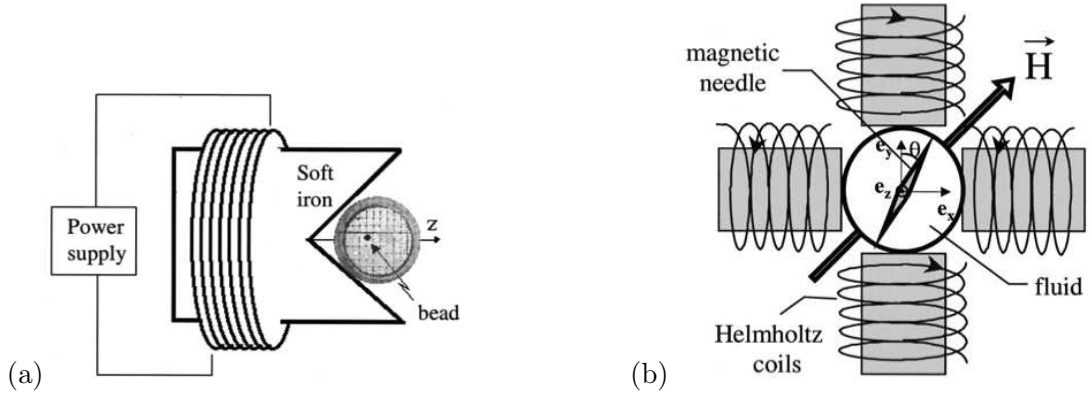


FIGURE 3.1: Dispositif expérimental (vu de dessus). (a) Bille paramagnétique soumise à une force magnétique homogène ; (b) aiguille magnétique soumise à un couple magnétique. Dans la Fig (a), la grille sous la bille est un papier millimétré.

Les deux sondes utilisées sont d'une part une bille magnétique, et d'autre part une aiguille magnétique.

La bille magnétique, sphérique et de rayon $R = 0.5$ mm, a un comportement paramagnétique. Un gradient de champ magnétique exerce donc une force sur la bille

$$\vec{F} = \mu_0 V_B \left(\vec{M}_B \cdot \vec{\nabla} \right) \vec{H} = \frac{1}{2} \mu_0 V_B \chi \vec{\nabla} (H^2) \quad (3.1)$$

où μ_0 est la perméabilité magnétique du vide, V_B est le volume de la bille, \vec{M}_B est son aimantation, χ sa susceptibilité magnétique et \vec{H} est le champ magnétique extérieur. Connaissant χ et V_B , la valeur du carré du gradient de champ magnétique fixe donc la

force exercée sur la bille. Pour pouvoir appliquer à la bille une force magnétique constante tout au long de son déplacement, nous avons mis en place le dispositif représenté Fig. 3.1a : la bille est placée dans une cuve cylindrique fermée contenant le fluide que l'on veut étudier. La cuve est disposée dans la mâchoire d'une pièce de fer doux (de forte perméabilité magnétique) en forme de V, elle-même placée à l'intérieur d'une bobine de champ magnétique alimentée par un courant I contrôlable. De cette façon, on observe que le gradient de H^2 est homogène sur une distance de deux centimètres le long de l'axe z (i.e. le long du plan de symétrie des pièces de fer doux), et que $d(H^2)/dz$ est proportionnel au carré I^2 de l'intensité du courant dans la bobine. Cette expérience permet de produire un gradient de H^2 dans une seule direction et dans un seul sens : on ne peut pas inverser le sens de la force appliquée à la bille. Pour sonder la rhéologie du fluide étudié, on étudie le mouvement de relaxation de la bille magnétique en réponse à une marche de force appliquée à un instant $t = 0$. En utilisant un fluide de Maxwell au comportement rhéologique bien connu (une solution micellaire de CTAC), nous avons validé et calibré cette sonde locale. La force magnétique qui met l'aiguille en mouvement est équilibrée par la somme d'une force de rappel élastique $-kz$ et d'une force de frottement visqueux $-\gamma\dot{z}$. L'analyse du mouvement de la bille permet de mesurer les constantes k et γ . Nous avons vérifié expérimentalement que ces constantes sont reliées au module de cisaillement G et à la viscosité η par les relations suivantes :

$$k = 6\pi GR \quad \text{et} \quad \gamma = 6\pi\eta R \quad (3.2)$$

L'aiguille magnétique est un cylindre de Nickel ferromagnétique (longueur $L = 650 \mu\text{m}$, diamètre $b = 50 \mu\text{m}$, aimantation permanente \vec{M}_N le long de l'axe du cylindre). On la soumet à un champ magnétique homogène \vec{H} dont la direction forme un angle β avec la direction initiale de l'aiguille (Fig. 3.1b). Si l'aiguille tourne d'un angle θ par rapport à sa position initiale, le couple magnétique exercé sur l'aiguille s'écrit

$$\vec{\Gamma} = \mu_0 V_N \vec{M}_N \wedge \vec{H} = \vec{\Gamma}_0 \sin(\beta - \theta) \quad (3.3)$$

où V_N est le volume de l'aiguille et $\vec{\Gamma}_0 = \mu_0 V_N M_N H \vec{e}_z$. Sous l'effet d'un couple magnétique, l'aiguille tourne vers la direction du champ extérieur. Contrairement au cas de la bille qui est soumise à une force constante au cours de son mouvement, le couple exercé sur l'aiguille diminue au cours de la rotation de l'aiguille. Il existe néanmoins une solution analytique de l'équation d'équilibre des couples magnétique, élastique $-C\theta$ et visqueux $-\xi\dot{\theta}$ dans le cas d'un fluide Maxwellien qui permet de déduire les paramètres élastique et visqueux (C et ξ respectivement) d'une analyse de la rotation de l'aiguille. On remonte ensuite au module de cisaillement G et à la viscosité η du fluide en utilisant les expressions suivantes [25] :

$$C = \frac{\pi GL^3}{3 \ln(L/2b)} \quad \text{et} \quad \xi = \frac{\pi\eta L^3}{3 \ln(L/2b)} \quad (3.4)$$

Rhéologie non-linéaire de la laponite

La laponite est une suspension de particules colloïdales de silice ayant une forme de disques. Les faces des disques portent une charge électrostatique négative lorsque les particules sont en suspension aqueuse. En fonction des conditions de préparation, et particulier du pH et de la concentration en particules de la suspension, le fluide présente de nombreuses phases, liquides ou viscoélastiques, isotropes ou anisotropes qui ont été très étudiées [24]. Nous nous sommes placés ici dans les conditions de force ionique et de concentration dans lesquelles la laponite présente une phase vitreuse. Les sondes locales nous ont permis d'étudier le vieillissement des modules viscoélastiques de la suspension, ainsi que son comportement rhéo-fluidifiant aux temps longs et thixoprobe aux temps courts.

Tout d'abord, l'utilisation de la bille en translation sous l'effet d'une force constante et homogène permet, grâce à un ajustement du déplacement de la bille dans le temps, de décrire la rhéologie de la laponite à l'aide d'un modèle phénoménologique minimal faisant intervenir deux ressorts et deux amortisseurs (Fig. 3.2). Le mouvement de la bille dans ce modèle est décrit par

$$z(t') = \frac{F_0}{k_0} \left\{ 1 - \frac{k_1}{k_0 + k_1} \exp\left(-\frac{t'}{\tau_0}\right) \right\} + \frac{t'}{\gamma_0} \quad \text{où} \quad \tau_0 = \frac{\gamma_1(k_0 + k_1)}{k_0 k_1}. \quad (3.5)$$

Les valeurs des paramètres visqueux γ_0 et γ_1 et élastiques k_0 et k_1 sont déterminées par l'ajustement de la position de la bille $z(t')$ par l'Eq. (3.5). Notons que la réponse élastique aux temps courts est donnée par un paramètre élastique effectif $k = k_0 + k_1$, et que le régime d'écoulement aux temps longs est contrôlé par le paramètre visqueux γ_0 . Cela permet de définir un temps de relaxation Maxwellien caractéristique $\tau = \gamma_0/(k_0 + k_1)$.

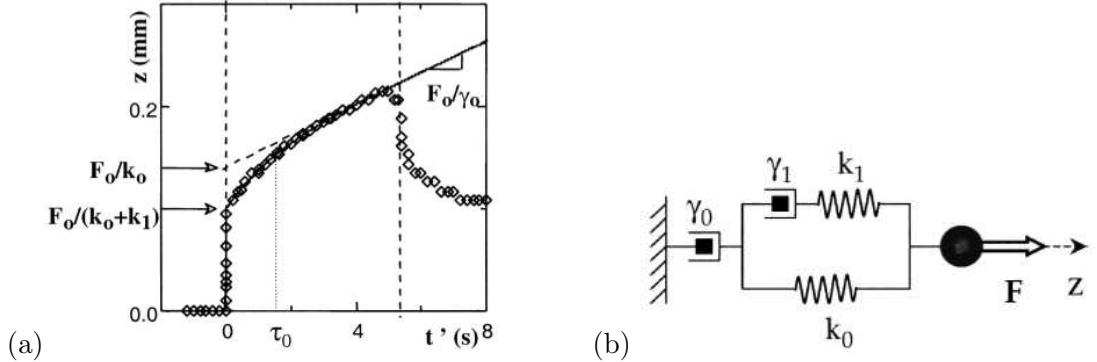


FIGURE 3.2: (a) Déplacement de la bille en translation dans la suspension de laponite sous l'effet d'une force F_0 appliquée à $t' = 0$. (b) Modèle rhéologique phénoménologique minimal utilisé pour ajuster les points expérimentaux de la Fig. (a).

Cette analyse nous a permis d'étudier le vieillissement physique des propriétés visco-élastiques de la laponite. Nous avons trouvé que les modules visqueux et élastique de la

laponite augmentent lorsque le temps d'attente t_w entre la préparation de la solution de laponite et le temps d'application de la force augmente. A l'instar des systèmes vitreux, le vieillissement physique de la laponite en fonction du temps t et du temps d'attente t_w peut se décrire en fonction d'une seule variable :

$$z(t', t_w) = z\left(\frac{t'}{a(t_w)}\right), \quad (3.6)$$

où $t' = t - t_w$ est le temps écoulé depuis l'application de la force. Dans la laponite, nous trouvons que la fonction $a(t_w)$ croît exponentiellement avec le temps d'attente : $a(t_w) \sim \exp(t_w/\alpha)$ avec $\alpha = (6.0 \pm 0.5)$ min. En utilisant l'équation (3.5), on peut également mesurer les constantes élastiques et visqueuses en fonction de l'âge du système. On en déduit l'évolution du temps caractéristique Maxwellien : $\tau(t_w) \sim \exp(t_w/\beta)$ avec $\beta = (12 \pm 1)$ min, du même ordre de grandeur que α .

L'analyse du déplacement de la bille magnétique soumise à une force constante permet également d'étudier le comportement rhéofluidifiant des suspensions de laponite. Pour cela, la bille est soumise, à un temps d'attente t_w fixé, à une succession de créneaux de force extérieure d'intensité croissante. Le temps total d'application des créneaux de force est petit devant t_w de sorte qu'on peut considérer que l'ensemble de l'expérience a lieu au même âge t_w de la laponite. Après chaque créneau, la force est remise à zéro (après que la bille ait atteint un régime permanent) et un autre créneau de force d'intensité plus grande est appliqué. Lorsque la force est relâchée, la bille revient en arrière à cause du rappel élastique de la laponite ; la région initiale dans laquelle la bille se déplace au créneau suivant a donc déjà été cisailée. Aux temps plus longs, en revanche, la bille explore un espace qui a vieilli au repos pendant le temps t_w ; par conséquent seul le régime visqueux aux temps longs peut donc être sondé de cette façon. Ces expériences ont montré que la viscosité de la suspension diminue lorsque l'intensité de la force appliquée augmente. La variation de η avec F se fait selon une loi de puissance : $\eta \propto F^{-\delta}$ avec un exposant $\delta = 2.0 \pm 0.2$ indépendant de l'âge t_w de la suspension (Fig. 3.3a).

L'analyse de la rotation de l'aiguille vers la direction du champ magnétique nous a permis d'étudier le comportement thixotrope de la laponite. Un créneau de champ magnétique est appliqué au temps $t = t_w$. La réponse élastique aux temps courts de la laponite conduit à une rotation instantanée de l'aiguille d'un angle θ_0 tel que

$$\theta_0 = \frac{\Gamma_0}{C} \sin(\beta - \theta_0) \quad (3.7)$$

où l'angle initial est $\beta = 45^\circ$, $\Gamma_0 \propto H$ est le couple élastique initial et C est la constante de rappel élastique aux temps courts de la laponite. La mesure de θ_0 permet donc de mesurer C en fonction de $\Gamma_+ = \Gamma_0 \sin(\beta - \theta_0)$. Or, on n'observe pas de dépendance monotone de C en fonction de Γ_+ lorsqu'on fait varier l'intensité du champ H . De plus, la valeur du couple appliqué Γ_+ juste après la rotation ne semble pas dépendre de la valeur du couple appliqué initialement $\Gamma_i = \Gamma_0 \sin \beta$ (aux barres d'erreur près). Ce comportement

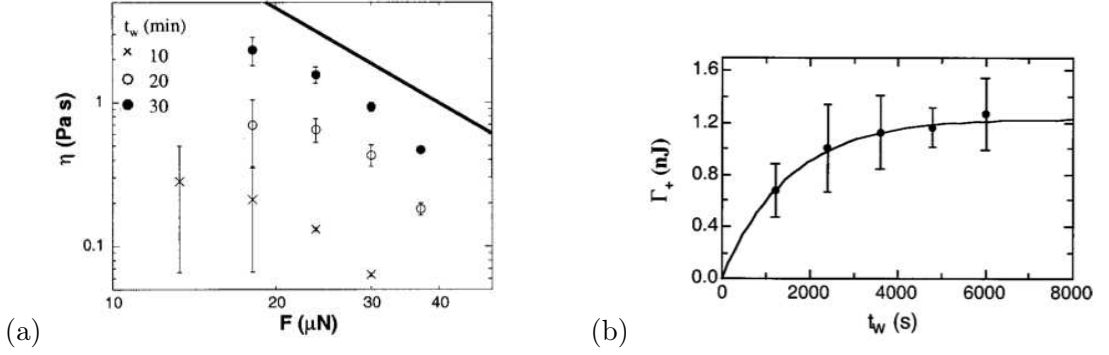


FIGURE 3.3: (a) Comportement rhéofluidifiant de la laponite : viscosité en fonction de la force appliquée à la bille pour différents temps d'attente après préparation du système t_w . La ligne représente une variation en loi de puissance $\eta \propto F^{-2}$. (b) Comportement thixotrope de la laponite : évolution du couple seuil en fonction t_w .

correspond à celui d'un fluide à seuil : Γ_+ serait la valeur seuil du couple à appliquer à la laponite pour que le verre se fracture et devienne fluide. Nous avons mesuré ce seuil en fonction de l'âge t_w du système et constaté qu'il augmente lorsque t_w augmente (Fig. 3.3b).

Conclusion et discussion

L'utilisation de sonde locales pour caractériser le comportement viscoélastique des fluides complexes présente plusieurs intérêts. D'une part le fait de provoquer une déformation dans le volume du matériau permet de minimiser le rôle du glissement aux parois qui peut être prédominant lorsque le matériau est placé dans l'entrefer d'un rhéomètre classique. Cependant la zone déformée par le déplacement de la sonde n'est pas très bien définie et il faut faire des hypothèses pour pouvoir remonter à la viscosité et au module élastique du fluide à partir des mesures. D'autre part, l'aiguille en rotation dans le fluide présente l'avantage que les couples magnétique, élastique et visqueux qui s'exercent sur l'aiguille sont tous les trois proportionnels au volume de l'aiguille. On peut donc changer aisément la taille de l'aiguille et, en utilisant la même intensité de champ magnétique, sonder des tailles caractéristiques de plus en plus petites¹.

Les résultats que les sondes locales ont permis d'obtenir sur les suspensions de laponite se comparent bien avec ceux trouvés dans la littérature de l'époque. L'existence d'un temps rhéologique qui augmente exponentiellement avec l'âge t_w du système avait été mis en évidence par des mesures de temps de corrélation microscopiques [28]. Le comportement rhéofluidifiant en loi de puissance est également compatible avec des mesures faites dans un rhéomètre de Couette [29]. Concernant la mesure du couple seuil qui conduit à

1. A la suite du travail présenté dans ce manuscrit, ce procédé a été mis en place et utilisé par C. Wilhelm *et al* pour sonder la rhéologie de l'intérieur de cellules biologiques [26, 27].

la fracturation du fluide et à son évolution en fonction de l'âge du fluide, il s'agissait des premières mesures de la littérature. On peut passer du couple seuil à une estimation de la contrainte seuil en considérant grossièrement que la contrainte appliquée à l'aiguille en rotation est homogène sur l'aiguille, ce qui conduit à $\sigma \simeq 4\gamma/(\pi dL^2)$, soit une valeur de σ de 20 à 150 Pa pour les expériences réalisées dans la laponite (Fig. 3.3b). Pour comparaison, les mesures du comportement rhéofluidifiant (Fig. 3.3a) ont été obtenues pour des contraintes appliquées de $\sigma \simeq F/(4\pi R^2) \simeq 5$ à 10 Pa, inférieures à la valeur seuil de σ estimé plus haut.

Référence : C. Wilhelm, F. Elias, J. Browaeys, A. Ponton, & J.-C. Bacri, *Phys. Rev. E*, **66** (2002) 021502.

3.2 Visco-élasto-plasticité et morphologie de mousses liquides à deux dimensions

Comme tout fluide complexe, les mousses liquides ont des propriétés mécaniques liées à leur structure interne. L'avantage des mousses par rapport aux autres fluides est la possibilité d'imager la déformation des entités constitutives (les bulles) avec un appareil photo. Nous avons utilisé une mousse à deux dimensions déformée par un écoulement autour d'un obstacle. L'observation et l'analyse de la déformation des bulles permet de mesurer le module de cisaillement de la mousse, via un modèle développé par François Graner et collaborateurs au Laboratoire de Spectrométrie Physique (Grenoble) [30].

Le premier paragraphe de cette section (mousse de Langmuir 2D) a fait partie de la thèse de Sébastien Courty (soutenue en 2001), et le deuxième paragraphe (mesure de force sur une mousse de savon 2D) a fait l'objet de la thèse de Benjamin Dollet (soutenue en 2005), toutes deux dirigées par François Graner à Grenoble. Dans les deux cas, mon apport a été de contribuer à mettre en place les expériences de cisaillement de mousses 2D et leurs analyses au LSP, au cours de visites régulières à Grenoble entre 2000 et 2005. Si l'accent est mis ici sur l'aspect expérimental de ce travail, on présente également le cadre théorique dans lequel ces expériences ont été conçues ainsi que quelques résultats, et les pistes qui ont été explorées par les étudiants en thèse.

Cisaillement d'une mousse de Langmuir 2D : analyse d'image

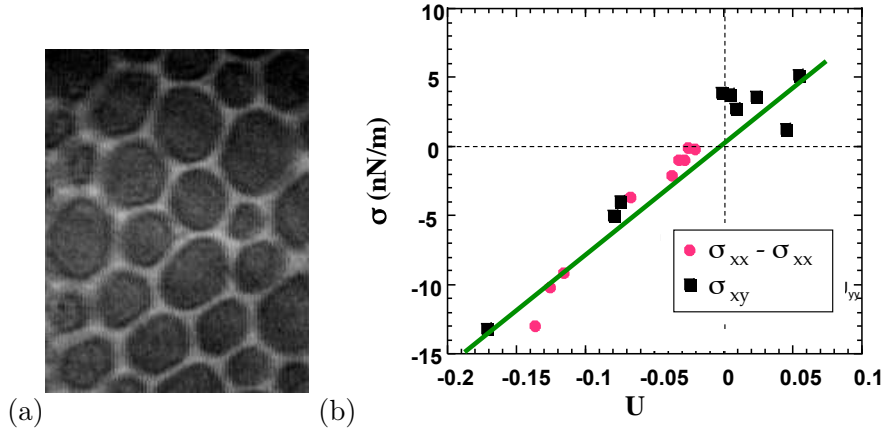


FIGURE 3.4: (a) Mousse 2D dans une monocouche de Langmuir. La taille des bulles est d'environ $50 \mu m$. (b) Variation des composantes du tenseur des contraintes en fonction des composantes du tenseur des déformations et ajustement par l'Eq. (3.9).

Nous nous sommes d'abord intéressés à la déformation d'une mousse parfaitement 2D, ce qui permet de s'affranchir des problèmes de cisaillement aux parois qui se posent quand

on utilise des mousses quasi-2D (généralement une couche de bulles écrasée entre deux plaques). Une telle structure cellulaire est formée dans une monocouche de Langmuir (ici de l'acide pentadécanoïque à la surface de l'eau) lorsqu'une phase gaz 2D coexiste avec une phase liquide 2D. Observés sous un microscope à angle de Brewster, les domaines de gaz 2D apparaissent sombre et les domaines liquides 2D sont brillants (Fig. 3.4a). Le contraste est suffisant pour permettre l'analyse des images.

Nous avons cisailé localement une telle 'mousse de Langmuir' en plongeant dans la monocouche l'extrémité d'une fibre de verre souple (et silanisée de façon à réduire le ménisque), et en déplaçant la fibre dans la monocouche. La mousse se comprime devant la fibre et s'étire derrière elle. En enregistrant des images de la mousse déformée lors du passage de la fibre, on a accès à un continuum d'amplitudes de déformation de bulles.

Nous avons pu comparer l'analyse des images au modèle qui était en cours d'élaboration [30]. L'originalité de ce modèle est de se passer de la connaissance de l'état non déformé du matériau pour pouvoir estimer un tenseur des déformations. Le tenseur des déformations s'écrit à partir du tenseur de texture :

$$\overline{\overline{M}} = \langle \vec{\ell} \otimes \vec{\ell} \rangle$$

où $\vec{\ell}$ est un vecteur tracé sur le côté d'une bulle reliant deux sommets, \otimes est le produit tensoriel² et la moyenne est effectuée sur une région mésoscopique de la mousse, petite devant la taille de la mousse et grande devant la taille d'une bulle (Fig. 3.5a).

Le tenseur des déformations s'écrit alors :

$$\overline{\overline{U}} = \frac{1}{2} \left(\log \overline{\overline{M}} - \log \overline{\overline{M}}_0 \right) \simeq \frac{1}{2} \left(\frac{\vec{\ell} \otimes \vec{\ell}}{M_0} - \overline{\overline{I}} \right)$$

2. $M_{ij} = \langle \ell_i \ell_j \rangle$.

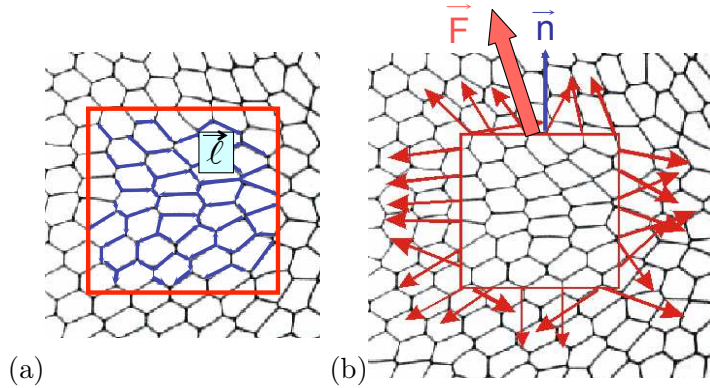


FIGURE 3.5: Schéma illustrant le calcul du tenseur de texture (a) et du tenseur des contraintes (b), défini dans boîte mésoscopique 2D, dans le modèle de F. Graner *et al* [30].

où $\overline{\overline{M_0}} = M_0 \overline{\overline{I}}$ est le tenseur de texture isotrope de référence, $\overline{\overline{I}}$ est la matrice identité et $M_0 = \langle \ell_0^2 \rangle / 2$, avec ℓ_0 la longueur d'un lien dans l'état de référence (qui peut être un état précontraint).

Le tenseur des contraintes $\overline{\overline{\sigma}}$ se calcule à partir des forces exercées par les bulles sur les bords de la boîte mésoscopique considérée : chaque paroi de bulle traversant la boîte tire avec une force \vec{f}_i (d'intensité 2λ où λ est la tension de ligne gaz 2D/liquide 2D) dans la direction de la paroi ; la force totale exercée sur le côté de la boîte de normale \vec{n} est la somme vectorielle de toutes les forces exercées par les parois traversant le côté considéré :

$$\vec{F} = \sum_i \vec{f}_i = \overline{\overline{\sigma}} \cdot \vec{n},$$

ce qui permet de déterminer $\overline{\overline{\sigma}}$ (Fig. 3.5b).

D'après ces définitions, le tenseur des contraintes et le tenseur des déformations peuvent être entièrement déterminés par analyse des images d'une mousse déformée³. On peut alors en déduire le module de cisaillement de la mousse μ grâce aux relations classiques :

$$\sigma_{xx} - \sigma_{yy} = 2\mu (U_{xx} - U_{yy}) \quad (3.8)$$

$$\sigma_{xy} = 2\mu U_{xy} \quad (3.9)$$

Ainsi, l'analyse d'image d'une mousse de Langmuir cisailée donne $\mu = (38 \pm 3)$ nN/m. Cette valeur doit être comparée à $2\lambda/R$ (avec $\lambda = 2.35$ pJ et $R \simeq 100$ μ m le rayon moyen des bulles) qui donne l'ordre grandeur des modules élastiques de la mousse : $2\lambda/R \simeq 48$ nN/m, qui est bien du même ordre de grandeur que le module de cisaillement mesuré⁴.

3. à condition de connaître la tension de ligne λ , qui est mesurée indépendamment.

4. La théorie sur nid d'abeille très sec prévoit $\mu = 37$ nN/m.

Cisaillement d'une mousse de savon 2D : Mesure de force

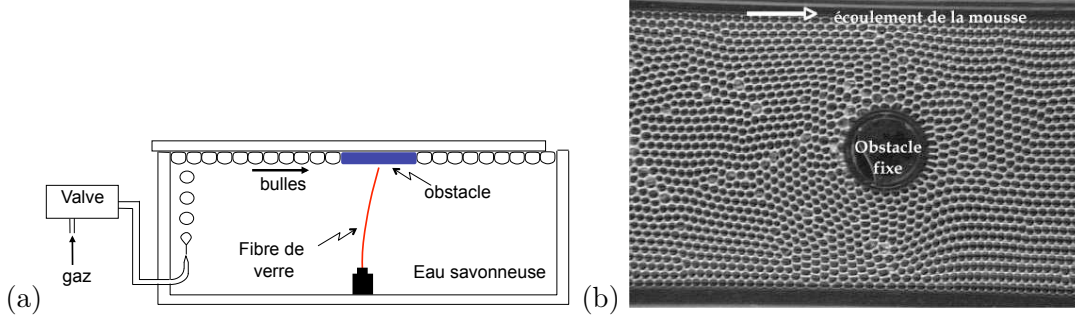


FIGURE 3.6: Mousse quasi-2D à la surface d'un bain d'eau savonneuse, en écoulement autour d'un obstacle fixe. (a) Dispositif expérimental ; (b) image vue de dessus.

En parallèle des expériences sur le cisaillement de mousses de Langmuir, la mesure de module de cisaillement par analyse d'image était testée avec succès par M. Asipauskas *et al* sur une mousse de savon quasi-2D s'écoulant à travers une constriction, avec de bien meilleures statistiques que celles obtenues sur les mousses de Langmuir [31]. Pour aller plus loin dans la description du lien entre le comportement visco-élasto-plastique et la morphologie des mousses, nous avons couplé la visualisation de la mousse déformée à une mesure de la force exercée par la mousse sur l'obstacle qui la cisaille. Les forces mises en jeu dans le cisaillement de mousses de Langmuir sont de l'ordre de la dizaine de picoNewtons, ce qui est très difficile à mesurer. Nous avons donc utilisé une mousse quasi-2D formée par une monocouche de bulles d'air confinées entre un bain d'eau savonneuse et un couvercle de verre. L'obstacle, qui flotte dans la mousse, peut glisser sur une fibre de verre de raideur connue fixée au fond de la cuve (Fig. 3.6). Lorsque la mousse s'écoule, la force de traînée qu'elle exerce sur l'obstacle fléchit la fibre : le déplacement de l'obstacle permet de mesurer la force. Cette expérience permet de varier aisément plusieurs paramètres : l'aire moyenne des bulles A , la vitesse d'écoulement de la mousse *via* le débit de gaz Q , la taille et la forme de l'obstacle.

Après un régime transitoire dominé par le comportement élastique de la mousse mais aussi par le frottement liquide de la mousse et de l'obstacle sur la paroi de verre, il s'établit un régime permanent dans lequel l'obstacle se stabilise à un déplacement donné aux fluctuations près. La mesure du déplacement de l'obstacle permet de mesurer la force qui s'exerce sur l'obstacle dans le régime permanent : cette mesure donne des informations sur le comportement viscoplastique de la mousse. En particulier, on a pu constater que la force F exercée sur l'obstacle varie de façon affine avec la vitesse d'écoulement :

$$F = F_0 + cte \times \nu^{(0.77 \pm 0.05)} Q \quad (3.10)$$

où ν est la viscosité cinématique de la solution. La force seuil F_0 provient des propriétés élastiques de la mousse et est indépendante de ν ; la composante dynamique décrit le

frottement de la mousse contre l'obstacle. Les deux termes élastique et visqueux diminuent quand l'aire moyenne A des bulles augmente, et augmentent avec le diamètre de l'obstacle. Notons que cette loi empirique montre que la composante dynamique de la force s'écarte du comportement de Bretherton, qui décrit le glissement d'une bulle infinie contre une paroi⁵. Cet écart suggère que la forme des bulles et la viscoélasticité 2D des interfaces liquides joue un rôle dans la force exercée par la mousse sur l'obstacle.

Cette expérience modèle a fait l'objet de la thèse de Benjamin Dollet [35] et d'une littérature importante. Elle a permis d'acquérir un grand nombre de résultats expérimentaux et de compléter les connaissances sur la rhéologie des mousses comme systèmes modèles des fluides complexes. En particulier :

- la mesure de la perte de charge entre les deux extrémités du canal de mousse (par l'élévation du niveau de la solution entre les deux extrémités) permet de quantifier la dissipation dans la mousse,
- l'étude de l'effet de la taille et de la forme de l'obstacle permet de compléter les études et de mettre en évidence des effets intéressants caractéristiques des fluides visco-élasto-plastiques, comme un effet de portance inverse [36],
- l'analyse des images de la mousse déformée par l'obstacle permet la mesure d'un grand nombre de champs (déformation, vitesse, pression, contrainte, réarrangements topologiques)

Références :

- "Shear modulus measurement of a two-dimensional foam in a Langmuir monolayer", Courty S., Dollet B., Elias F. & Graner, *Europhysics Letters*, **64**, 709 (2003) + erratum : Dollet B., Elias F., Graner F, *Europhysics Letters*, **88**, 69901 (2009)
- "Two-dimensional flow of foam around an obstacle : Force measurements", Dollet B., Elias F., Quilliet C., Raufaste C., Aubouy M. & Graner F. *Phys. Rev. E*, **71** (2005) 031403-1-031404-11
- "Two-dimensional flows of foam : drag exerted on circular obstacles and dissipation", Dollet B., Elias F., Quilliet C., Huillier A., Aubouy M. & Graner F. *Colloids and Surfaces A : Physicochem. Eng.Aspects*, **263** (2005) 101-110.

5. Dans le modèle de Bretherton, la force exercée par la bulle glissant le long de la paroi ne dépend que du nombre capillaire, qui est ici proportionnel au produit νQ .

Chapitre 4

Mécanique des mousses liquides à l'échelle de la bulle

Le comportement mécanique complexe des mousses liquides est entièrement lié à la structure du réseau liquide. Les trois éléments constitutifs de ce réseau sont les films de savon, les bords de Plateau (ou lignes de jonction entre les films de savon) et les vertex (ou points de contact entre les bords de Plateau), dont l'agencement est déterminé à l'équilibre par les lois de Plateau, qui résultent de la minimisation de la surface des interfaces (Fig. 4.1).

Dans ce chapitre, nous étudions un à un ces éléments constitutifs en les isolant sur des cadres de forme appropriée, et nous en déduisons quelques comportements inédits des mousses liquides :

- l'élasticité d'un bord de Plateau soumis à une déformation transverse,
- la vibration de forte amplitude d'un film de savon qui prélude à son éclatement,
- le comportement d'un empilement de films de savon plongé dans une onde acoustique.

Ces points d'étude sont des préliminaires pour une étude multi-échelle de la dynamique rapide des mousses, qui sera présentée et développée dans mon projet de recherche à quatre ans (Chapitre 6).

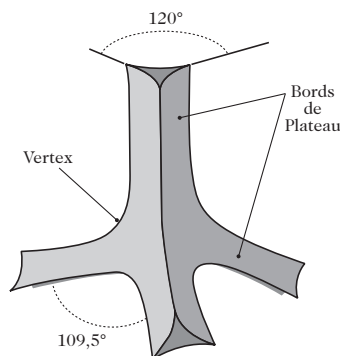


FIGURE 4.1: Brique élémentaire de la mousse : les films de savon se rejoignent par trois aux bords de Plateau, qui se rejoignent par quatre aux vertex. Figure issue de [16].

4.1 Élasticité d'un bord de Plateau

Un bord de Plateau isolé est créé à l'aide d'un cadre métallique que l'on sort hors d'un bain d'eau savonneuse. Sa réponse à une déformation transverse permet de déterminer la nature des forces élastiques qui s'exercent sur le bord de Plateau. Dans le cas d'une sollicitation statique, nous avons montré que la force de rappel élastique est déterminée par l'équilibre mécanique des films de savon.

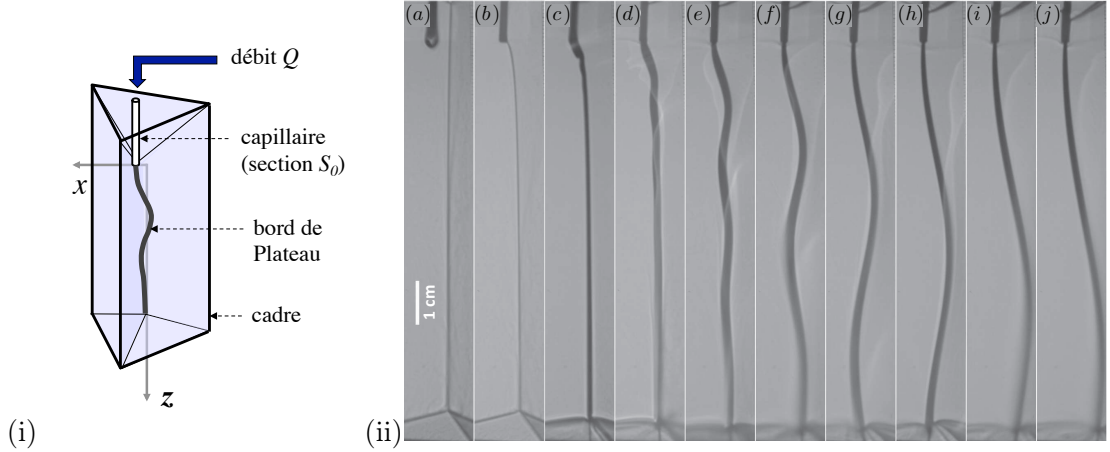


FIGURE 4.2: (i) Dispositif expérimental. Un bord de Plateau est formé sur un cadre rigide. Un capillaire est plongé verticalement en haut du bord de Plateau. La solution savonneuse est injectée à un débit Q . (ii) Images du bord de Plateau déformé pour différents débits de liquide. Les paramètres de contrôle de l'expérience sont le débit Q et la section S_0 du capillaire à travers lequel la solution est injectée. (a) Bord de Plateau droit et vertical détaché du capillaire ($Q = 0$) ; de (b) à (j) le capillaire est ancré dans le bord de Plateau et le débit augmente de 0 à $40 \text{ ml} \cdot \text{min}^{-1}$ par paliers de $5 \text{ ml} \cdot \text{min}^{-1}$.

Un bord de Plateau est isolé sur un cadre prismatique vertical sorti d'un bain d'eau savonneuse, (Fig. 4.2-i). Un capillaire vertical est plongé en haut du bord de Plateau et déplacé horizontalement par rapport à l'axe du bord de Plateau : le bord de Plateau se déforme transversalement en restant ancré sur le capillaire. En injectant de la solution savonneuse à débit constant et contrôlé, on observe une oscillation du bord de Plateau autour de la verticale dans le plan d'un des trois films de savon, en même temps que le bord de Plateau s'épaissit (Fig. 4.2-ii). A l'instar du méandrage d'un rivulet liquide [38, 39], cette oscillation est statique et atteint un état stationnaire. Cependant, à la différence du méandrage, l'oscillation ne résulte pas d'une instabilité : elle n'a pas lieu si le capillaire vertical n'est pas déplacé par rapport à la position d'équilibre du bord de Plateau.

L'oscillation du bord de Plateau est due aux effets combinés de la force centrifuge et du rappel élastique. Ce dernier terme se calcule de la manière suivante. L'oscillation transverse du bord de Plateau entraîne la déformation de deux des trois films qui se rejoignent. Comme dans le cas de l'élasticité de frange qui décrit la déformation de lignes triples [40, 41], cette déformation doit se faire à courbure moyenne nulle car la pression est la même de part et d'autre des films : l'oscillation du bord de Plateau $x(z) = \hat{x}_k e^{ikz}$ dans la direction verticale z entraîne une relaxation exponentielle de la déformation horizontale des films, corrigée par un effet de largeur finie des films de savon. La force de rappel élastique par unité de longueur se déduit donc analytiquement, dans la limite des faibles déformations, de la déviation angulaire des films près du bord de Plateau :

$$\vec{F}_{el} = 2\sqrt{3}\gamma \left. \frac{\partial \zeta}{\partial \eta} \right|_{\eta=0} = -3\gamma \frac{k \hat{x}_k}{\tanh(k\ell)} e^{ikz} = -\frac{3\gamma k}{\tanh(k\ell)} x \vec{n}. \quad (4.1)$$

où z est l'axe vertical, (η, z) est le plan d'un des deux films déformés, et $\zeta(\eta, z)$ est l'équation de la surface du film. Le bord de Plateau se trouve en $\eta = 0$. γ est la tension de surface de la solution savonneuse et ℓ est la largeur des films de savon (Fig. 4.3) et k est le nombre d'onde complexe de l'ondulation.

Pour modéliser l'écoulement de liquide dans le bord de Plateau il faut tenir compte de l'inertie du fluide, car l'oscillation du bord de Plateau est obtenue pour des nombres de Reynolds de 10^2 à 10^3 . Le problème de la forme du bord de Plateau soumis à un écoulement se résout alors de la manière suivante : l'équation de Navier-Stokes, écrite en tenant compte du frottement visqueux, du gradient vertical de pression capillaire et d'une force de rappel élastique normale au bord de Plateau, est moyennée dans la section du bord de Plateau. Dans ce moyennage on tient compte de la mobilité interfaciale de façon phénoménologique en introduisant deux coefficients $\mathcal{I} = \overline{u^2}/U^2$ et $\mathcal{D} = -R^2 \overline{\Delta u}/U$, où u est le champ de vitesse local, $U = \bar{u}$ est sa valeur moyenne dans la section du bord de Plateau, et R est le rayon du bord de Plateau¹. On obtient :

$$\mathcal{I} \left[U^2 \kappa \vec{n} + U \frac{dU}{ds} \vec{t} \right] = \vec{g} - \frac{\mathcal{D}\nu}{R^2} U \vec{t} - \frac{\gamma}{\rho R^2} \frac{dR}{ds} \vec{t} + \frac{\vec{F}_{el}}{\rho \mathcal{C} R^2} \quad (4.2)$$

avec κ la courbure du bord de Plateau dans la direction z , s la coordonnée curviligne dans le repère local (\vec{t}, \vec{n}) , ν la viscosité dynamique du liquide et $\mathcal{C} = \sqrt{3} - \pi/2$.

1. $\mathcal{I} \geq 1$ et \mathcal{D} , compris entre 0 et ~ 300 , est lié au nombre de Boussinesq (qui est l'inverse de la mobilité interfaciale).

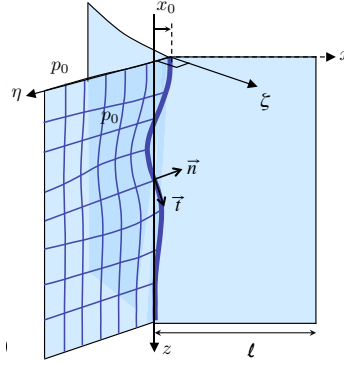


FIGURE 4.3: Bord de Plateau déformé sur un cadre : notations.

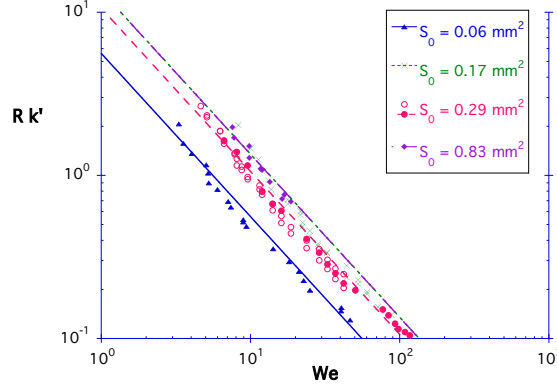


FIGURE 4.4: Produit du rayon du bord de Plateau R et de la partie réelle du nombre d'onde k' en fonction du nombre de Weber, pour des capillaires de différentes sections internes S_0 . Les points expérimentaux sont ajustés par l'Eq. (4.3) avec un paramètre ajustable \mathcal{I} .

L'équation de Navier-Stokes ainsi moyennée et projetée sur la tangente au bord de Plateau permet de calculer le rayon R du bord de Plateau dans la limite des faibles variations : $R(Q, z) = R_e + (R_0 - R_e)e^{-z/L}$ où $R_e(Q) = R(Q, z \rightarrow \infty)$ est le rayon d'équilibre du bord de Plateau, $R_0 = R(Q, z = 0)$ est le rayon initial, et la longueur de relaxation $L = L(Q)$ dépend du débit². La comparaison du modèle avec les résultats expérimentaux montre que, dans les conditions expérimentales, le bord de Plateau est toujours dans un régime transitoire ; son rayon dépend des conditions initiales, *i.e.* de la section interne S_0 du capillaire à travers lequel se fait l'injection. Le modèle décrit les mesures de façon satisfaisante. On trouve en particulier que R varie lentement avec z .

Projetée sur la normale au bord de Plateau, l'équation de Navier-Stokes moyennée (4.2) fait intervenir la force centrifuge, la pesanteur et la force de rappel élastique. Dans la limite des faibles déformations et dans l'hypothèse d'une variation lente de R avec z , c'est une équation différentielle d'ordre 2 à coefficients constants, qui admet bien deux solutions de la forme $x(z) = \hat{x}_k e^{ikz}$ avec $k = k' + ik''$ complexe. La première solution correspond à la relaxation du bord de Plateau vers sa position d'équilibre (voir l'image (b) de la Fig. 4.2-ii) et est un effet de taille ℓ finie : $k''^{-1} \simeq 2\ell/\pi$.

La deuxième solution correspond à une oscillation spatialement amortie. En utilisant (4.1), on obtient la relation de dispersion (dans la limite $k\ell \ll 1$) :

$$k = k' + ik'' = \frac{3}{\mathcal{I}CR} We^{-1} + i \frac{1}{\mathcal{I}R} Fr^{-1}. \quad (4.3)$$

2. Les solutions obtenues sont qualitativement différentes de celles qui décrivent le drainage gravito-capillaire des mousses liquides [42, 43] où l'advection peut être négligée en raison des faibles valeurs du débit de liquide, ce qui n'est pas le cas traité ici.

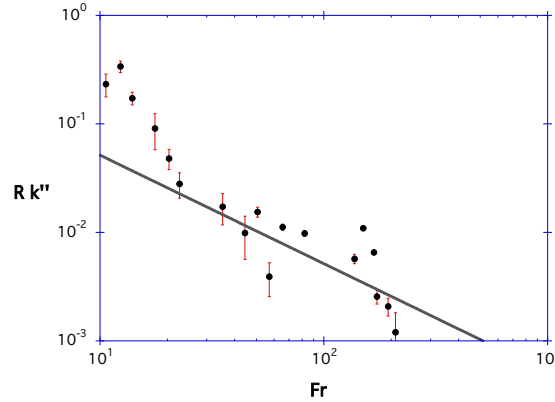


FIGURE 4.5: Produit du rayon du bord de Plateau R et de la partie complexe du nombre d'onde k'' en fonction du nombre de Froude, pour $S_0 = 0.29 \text{ mm}^2$. La ligne correspond à l'Eq. (4.3) sans paramètre ajustable..

où le nombre de Weber $We = \rho U^2 R / \gamma = \rho Q^2 / (\gamma C R^3)$ quantifie l'importance relative de l'inertie et de la capillarité, et le nombre de Froude $Fr = U^2 / (gR) = Q^2 / (g C R^5)$ compare l'inertie (énergie cinétique) et la gravité. Tous les paramètres physiques de l'Eq. (4.3) sont accessibles expérimentalement. La variation de la partie réelle k' est représentée sur la Fig. 4.4, où ils sont ajustés par l'Eq. (4.3) en prenant \mathcal{I} comme paramètre ajustable. Sur la Fig. 4.5, la variation du produit Rk'' est représentée en fonction du nombre de Froude, et comparée à l'Eq. (4.3) sans paramètre ajustable, obtenue en utilisant la valeur de \mathcal{I} déterminée Fig. 4.4.

On peut conclure que le modèle présenté décrit raisonnablement les résultats expérimentaux. L'approche analytique est possible moyennant quelques approximations (petites amplitudes, variation lente du rayon R avec la hauteur z , pas de dépendance selon z des paramètres phénoménologiques \mathcal{I} et \mathcal{D}) dont les deux premières sont vérifiées expérimentalement. Cette étude apporte deux résultats originaux : premièrement, la détermination du rayon du bord de Plateau pour des écoulements aux grands nombres de Reynolds ; deuxièmement, l'identification de la force de rappel élastique exercée par les films de savon sur le bord de Plateau. Cet ingrédient physique sera utilisé pour tenter de décrire la dynamique d'un bord de Plateau, qui est directement liée aux propriétés dynamiques des mousses (voir le chapitre 6).

Référence : "Elasticity of a soap film junction", Elias F., Janiaud E., Bacri J.-C. & Andreotti B., soumis à *Phys. Fluids*.

4.2 Vibration d'un film de savon

L'étude de la dynamique rapide des mousses est un sujet sur lequel peu de résultats sont encore solidement acquis, et qui est la source d'une abondante et récente littérature. Nous détaillerons au Chapitre 6 l'angle sous lequel nous avons choisi d'aborder ce problème, qui est celui de la vibration des mousses liquides, en étudiant par exemple la propagation d'une onde acoustique dans la mousse. On s'attend à ce que la vibration des films de savon joue un rôle important dans la propagation acoustique. Nous présentons ici quelques comportements d'un film de savon unique tendu sur un cadre, lorsqu'il est le siège d'une oscillation harmonique dans le domaine de fréquence acoustique.

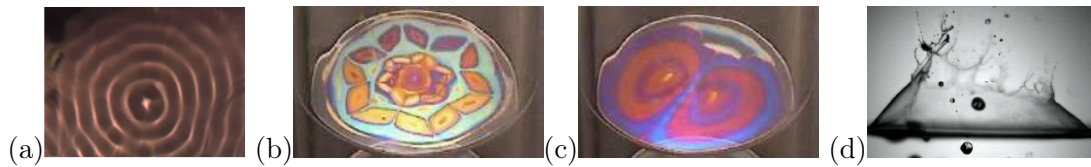


FIGURE 4.6: Comportements de films de savon soumis à une oscillation transverse : (a) onde transverse stationnaire sans gradient d'épaisseur, (b) auto-adaptation de l'épaisseur, (c) tourbillons contrarotatifs, (d) éclatement du film. Les gradients de couleur correspondent aux gradients d'épaisseur du film de savon.

On s'intéresse ici à la vibration transverse d'un film de savon suspendu sur un cadre. Ce thème a fait l'objet de nombreuses descriptions dans la littérature [45, 46, 47, 48, 49, 50, 51, 52, 53, 54]. Le film de savon est une membrane dont les vibrations peuvent conduire à une redistribution du liquide contenu dans le film. Les gradients d'épaisseur dans le film sont spectaculaires lorsque le film est éclairé en lumière blanche et observé après réflexion du faisceau lumineux sur le film, car différentes épaisseurs de film correspondent à différentes teintes de Newton.

On peut distinguer quatre classes de comportements d'un film de savon soumis à une oscillation transverse (Fig. 4.6) :

- (a) une onde de vibration stationnaire s'établit sur le film à la fréquence de forçage, sans redistribution du liquide dans le film,
- (b) la vibration du film s'accompagne d'une redistribution du liquide des noeuds de vibration vers les ventres ; ce phénomène d'auto-adaptation des films de savon [53] a pour conséquence de rendre la vibration du film résonante à toutes les fréquences de forçage,
- (c) la vibration s'accompagne d'une recirculation du liquide dans le film sous la forme de tourbillons contrarotatifs [51],
- (d) la vibration conduit à l'éclatement du film de savon [55].

Le type de comportement adopté par le film dépend de trois paramètres : son épaisseur, l'amplitude de vibration et le temps d'attente après le début du forçage.

Nous avons étudié deux aspects de la vibration transverse de films de savon. Dans un premier temps, l'empilement de films dans un tube soumis à une onde acoustique stationnaire permet d'observer la façon dont les films s'adaptent à une amplitude de forçage qui varie spatialement, alors qu'ils sont connectés à un réservoir de solution au fond du tube. Dans un deuxième temps, la vibration à forte amplitude d'un film de savon tendu sur un cadre permet d'observer la formation et l'éjection de gouttes de solution qui peuvent prélude à l'éclatement du film.

A- Films de savon dans un tube soumis à une onde acoustique

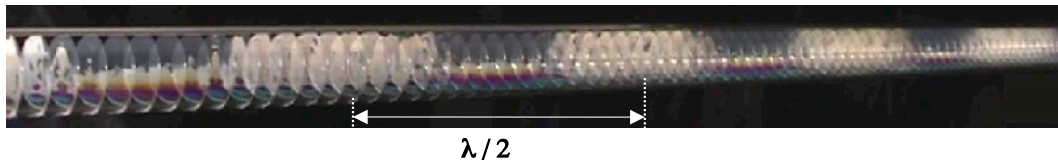


FIGURE 4.7: Onde acoustique stationnaire dans un tube (de diamètre interne = 3.5 cm) rempli d'une mousse bambou. Les films de savon qui apparaissent en blanc contiennent plus de liquide que les films noirs. Ils sont situés aux ventres de déplacement de l'onde sonore.

On peut visualiser simultanément les différents comportements de films de savon vibrants en empilant les films dans un tube transparent et en plaçant un haut-parleur à une extrémité du tube, de sorte qu'une onde acoustique stationnaire s'établit dans le tube. On a alors une variation spatiale sinusoïdale de l'un des paramètres qui pilote le comportement du film : l'amplitude du forçage. De plus si le tube est horizontal, le drainage gravitaire de liquide dans les films permet de les amincir, donc de modifier leur épaisseur, qui est le deuxième paramètre du comportement du film.

L'empilement de films de savon est réalisé en formant à une extrémité du tube des bulles de diamètre plus grand que le diamètre du tube³. Notons que les films sont ancrés sur le tube par le ménisque (quand le bullage est stoppé). La longueur d'onde des ondes sonores acoustiques étant de plusieurs dizaines de centimètres pour des fréquences de l'ordre du kHz, nous utilisons un tube de plexiglas de 2 m de long.

Dans ces conditions, on observe que les films placés aux nœuds de l'onde acoustique ne vibrent pas alors que ceux qui se trouvent près des ventres adoptent généralement des configurations telles que celles présentées images Fig. 4.6b et Fig. 4.6c. En augmentant l'amplitude du forçage on peut également provoquer l'éclatement de films placés aux ventres de l'onde acoustique. Les films situés à une position intermédiaire entre un nœud et un ventre vibrent sans variation de leur épaisseur.

3. Ici les bulles sont monodisperses : on a réalisé une mousse bambou.

De plus, le liquide accumulé au fond du tube horizontal fournit un réservoir de liquide pour les films de savon. On observe une aspiration du liquide par les films dans lesquels des tourbillons contrarotatifs se sont établis, et de manière générale les films s'épaississent dans les ventres de vibration acoustique. La teinte de Newton est alors modifiée : les ventres de vibration acoustique se matérialisent dans le tube par le changement de teinte des films de savon (Fig. 4.7).

La visualisation de la position des ventres de l'onde permet de mesurer avec une règle la longueur d'onde de l'onde acoustique et, connaissant la fréquence, de remonter à la célérité du son (Fig. 4.8). Cette expérience est intéressante pour l'enseignement comme technique de visualisation d'une onde longitudinale.

Une autre perspective intéressante de ce travail vient du fait qu'il illustre un couplage entre la mousse et l'onde acoustique : la modulation spatiale du volume de liquide dans la mousse par une onde acoustique. Il faudra tenir compte de ce phénomène lors de l'étude des propriétés acoustiques des mousses (voir Chap. 6), bien qu'il se produise dans la condition particulière où l'onde acoustique monochromatique est peu amortie par la mousse (de sorte qu'une onde stationnaire ait pu s'établir), et où on a attendu un temps suffisamment long (plusieurs secondes) pour que les variations d'épaisseur des films dues à la vibration se mettent en place.

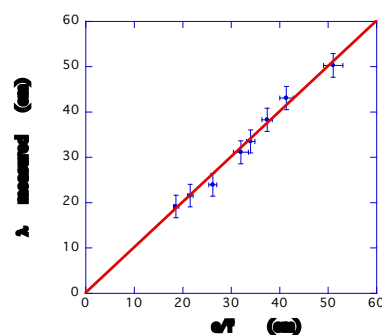


FIGURE 4.8: λ mesuré en fonction de c/f avec $c = 340$ m/s.

B- Vibration de forte amplitude

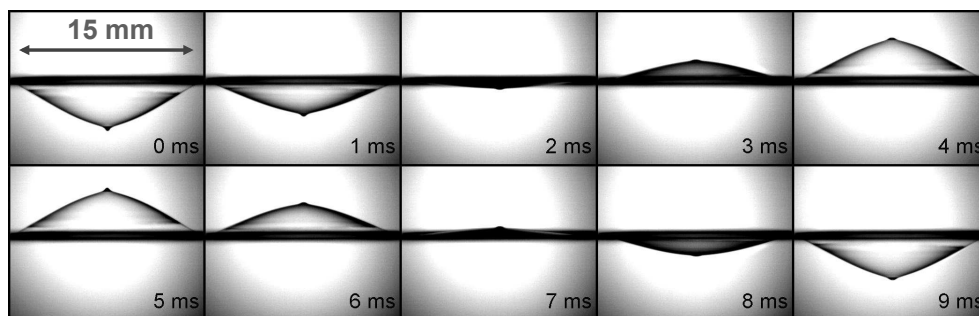


FIGURE 4.9: Oscillation du film de savon pendant une période (vue de côté) à la fréquence de forçage $f = 100$ Hz.

Un film de savon tendu sur un cadre métallique circulaire est placé sous un haut-parleur et soumis à une oscillation à la fréquence de résonance fondamentale du film, de sorte que la vibration amplifiée atteint une amplitude de l'ordre du rayon du cadre (Fig.

4.9). L'observation à l'aide d'une caméra rapide permet de décrire les oscillations du film soumis à un tel forçage.

Après un régime transitoire dans lequel le film de savon s'amincit par éjection de gouttelettes liquides, le film oscille à la fréquence de forçage. La forme du film respecte alors la symétrie circulaire. On observe que la vibration du film s'accompagne de la formation d'une bosse liquide au centre du film. Ce phénomène est lié à l'auto-adaptation des films liquides soumis à une vibration [53], qui décrit l'accumulation de liquide aux ventres de vibration. Cependant l'amplitude de vibration étant ici bien plus forte que dans la référence [53] où un gradient continu d'épaisseur était observé le long du film, le liquide s'accumule ici en une goutte contenue dans le film ⁴.

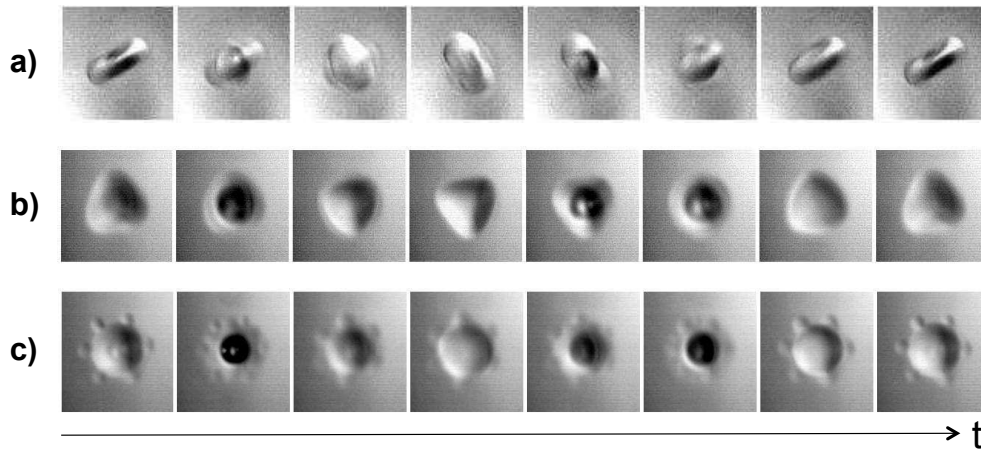


FIGURE 4.10: Différents modes d'oscillation de la bosse liquide au centre du film de savon (vue de dessous) au cours d'une période à la fréquence d'excitation $f = 140$ Hz. (a) $n = 2$, (b) $n = 3$, (c) $n = 6$.

La bosse liquide elle-même présente un comportement dynamique intéressant lorsqu'elle est observée dans le plan du film (Fig. 4.10). On voit apparaître des modes de vibration de la surface, analogues aux modes d'oscillation de gouttes liquides [56], à la différence près que la bosse liquide oscille ici à la fréquence du forçage (alors que la fréquence est doublée dans le cas d'oscillations de gouttes libres).

Perpendiculairement au film de savon, on observe que l'épaisseur de la bosse liquide oscille à la fréquence du forçage. Le mouvement du film de savon, couplé à l'inertie de la bosse liquide, conduit à la formation d'un jet à chaque demi-période d'oscillation. Si l'accélération est suffisamment forte, le jet se déstabilise en gouttes (instabilité de Rayleigh Plateau) comme illustré Fig. 4.11.

4. Bien que l'accumulation de masse au centre donne au film une forme qui s'écarte d'un arc de cercle, nous avons pu vérifier que l'évolution temporelle de la forme du film reste linéaire (oscillation sinusoïdale dans le temps et superposition spatiale des formes de film normalisées).

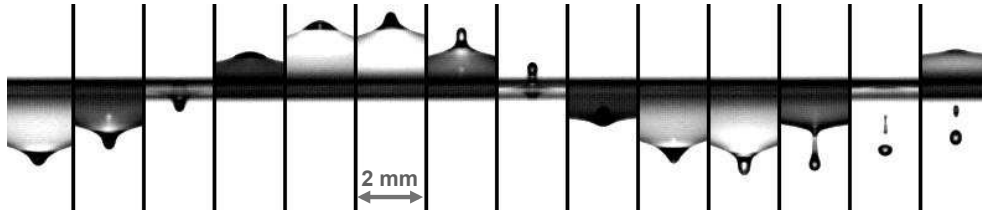


FIGURE 4.11: Instabilité de la bosse liquide et éjection de goutte ($f = 100$ Hz).

Les gouttes ainsi formées peuvent continuer à interagir avec le film de savon. Par exemple, les gouttelettes peuvent faire éclater le film en l'impactant. Il arrive aussi que les gouttelettes rebondissent sur le film, coalescent avec le film ou le traversent sans le briser [57]⁵. La rupture du film de savon peut également se produire selon des mécanismes différents (rupture près du bord de cadre, ou encore lors de violents écoulements de liquide lorsque le film est très épais). Dans tous les cas, la rupture est probablement liée à un déséquilibre entre l'élasticité Marangoni et les contraintes externes (impact de goutte ou fluctuations de l'interface) qui déforment les interfaces.

Le travail essentiellement expérimental qui a été présenté ici dégage différents comportements d'un film de savon soumis à une oscillation de forte amplitude et permet de faire des hypothèses sur les mécanismes physiques mis en jeu. La possibilité de contrôler l'amplitude de la vibration ouvre une perspective intéressante pour étudier la stabilité des films de savon.

Références :

- "Visualisation of sound waves using regularly spaced soap films", F. Elias, S. Hutzler, M. S. Ferreira *Eur. J. Phys.*, **28** (2007) 755.
- "Soap films under large amplitude oscillations", W. Drenckhan, B. Dollet, S. Hutzler, F. Elias, *Phil. Mag. Lett.*, **88** (2008) 669.

5. C'est le nombre de Weber qui contrôle ce comportement.

Chapitre 5

Conclusion

Pour conclure cet exposé des travaux passés, nous rappelons ici les principaux résultats.

Motifs dans les ferrofluides. Nous avons vu comment l'application d'un champ magnétique homogène induit des modifications du motif de fractures au cours du séchage d'un colloïde magnétique, et des morphologies adoptées par des gouttes de ferrofluide dispersées dans un liquide. Le champ magnétique engendre des contraintes magnétiques supplémentaires dans le système, qui se couplent avec les autres contraintes existantes. On peut déduire de l'analyse du motif des informations quantitatives comme l'estimation du module d'Young du gel qui sèche au moment où la fracture s'y est propagée.

Mousses magnétiques. Un champ magnétique homogène peut accélérer ou ralentir le drainage d'un film vertical de savon dopé en particules magnétiques, librement suspendu et trempant dans la solution, grâce à des différences d'effets démagnétisants entre le film et le ménisque, liées à leur géométrie particulière et à leur orientation par rapport au champ. En appliquant un gradient de champ magnétique au bout d'une seringue à travers laquelle des bulles sont formées dans une solution savonneuse magnétique, on peut piloter la taille des bulles car la force magnétique que l'on exerce sur la bulle est une force de volume qui s'oppose à la flottabilité. Enfin, nous avons vu qu'une force magnétique peut provoquer des changements de structure lorsqu'une tige de bulles est confinée dans un tube en induisant des transitions entre états métastables comme des réarrangements topologiques. Des torsions stables de tiges de bulles (dont l'origine est encore inconnue) ont également été obtenues en appliquant un couple magnétique local à la structure.

Mécanique locale de fluides complexes. D'une part, nous avons mis au point une sonde locale pour étudier la rhéologie des fluides complexes, en déplaçant une bille ou une aiguille magnétique au sein du fluide sous l'effet d'une force ou d'un couple magnétique contrôlé. Nous en avons déduit une mesure de la viscosité d'une suspension de laponite en phase vitreuse en fonction de la force appliquée (caractère rhéofluidifiant) et une mesure du couple seuil de fracturation en fonction de l'âge de la suspension. D'autre part, en

observant la déformation des bulles d'une mousse 2D en écoulement autour d'un obstacle, nous avons déduit d'un modèle une détermination du module de cisaillement de la mousse.

Mécanique des mousses à l'échelle de la bulle. Nous avons mis en évidence le rôle des films de savon dans la déformation d'un bord de Plateau isolé sur un cadre en développant une analogie entre l'élasticité du bord de Plateau et celle d'une ligne triple. Nous avons également observé certains comportements complexes de films de savon mis en vibration : le gonflement des films placés aux ventres d'une onde acoustique stationnaire, et la formation de gouttelettes au centre d'un film de savon vibrant à forte amplitude, dont l'éjection peut préluder à l'éclatement du film.

L'étude de la vibration des films et mousses liquides fait l'objet de mes recherches actuelles et en projet. Ces travaux sont développés dans le chapitre suivant.

Chapitre 6

Recherches actuelles et projet à quatre ans

Mes travaux actuels portent sur la dynamique rapide des mousses liquides : il s'agit d'étudier les mécanismes mis en jeu lors de la vibration d'une mousse, dans une large bande de fréquences (10 Hz - 10 MHz), grâce à une approche multi-échelle. A l'échelle d'un film de savon ou d'un bord de Plateau, cette étape consiste à identifier les contributions inertielles et les sources locales de forces élastiques et de dissipation selon les échelles internes de temps et de longueur. À l'échelle macroscopique, la dynamique des mousses liquides est étudiée par des mesures de propagation acoustique dans la mousse.

Le sujet est très vaste et après quelques années de balbutiements, il a depuis peu pris racine au laboratoire MSC et donne actuellement ses premiers fruits, grâce à la formation d'une petite équipe (Caroline Derec, Cyprien Gay, Valentin Leroy et moi-même), à des collaborations avec le LPS à Orsay et l'IPR à Rennes, et grâce à un financement ANR Blanc que je coordonne. Ce projet d'ANR sera le cadre principal de mon activité de recherche au moins jusqu'à fin 2015. Il porte plus particulièrement sur une étude multi-échelle des propriétés acoustiques des mousses liquides, et sur la conception d'une sonde acoustique des mousses liquides.

6.1 Dynamique d'un film de savon

Collaboration principale : Caroline DEREK (MSC)

La propagation des ondes de vibration transverses sur un film de savon devrait apporter des informations sur la dynamique des films et des mousses en général. Après avoir observé quelques effets spectaculaires lorsque l'amplitude de vibration est forte (section 4.2), nous nous intéressons désormais aux vibrations de faible amplitude, de sorte que l'épaisseur du film de savon ne varie pas dans le temps au cours de l'ondulation. Le mode de vibration observé est toujours le mode antisymétrique (les deux interfaces du film vibrent en phase) et le film oscille à la fréquence du forçage. Nous avons mis en place une expérience qui permet de caractériser la longueur d'onde et l'amplitude de la vibration du film en faisant varier la fréquence excitatrice. L'analyse des expériences est en cours ; nous présentons les premiers résultats qui, nous l'espérons, permettront de mieux comprendre la réponse d'une mousse à une vibration acoustique. Ce travail constitue le sujet de la thèse de Sébastien Kosgodagan Acharige (soutenance prévue fin 2014).

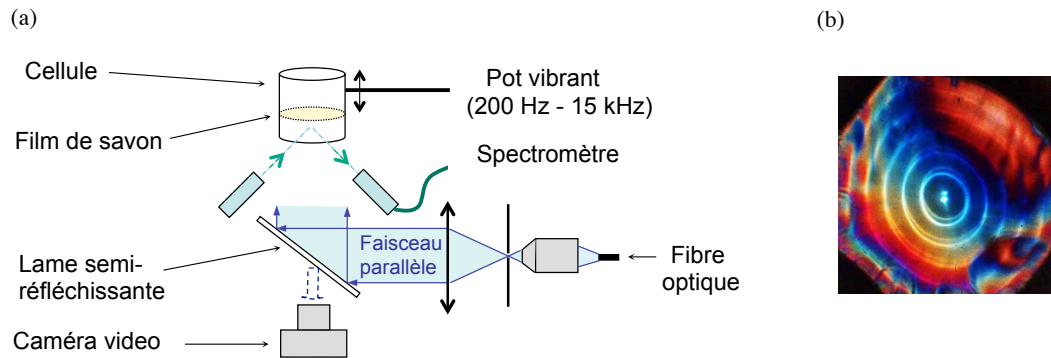


FIGURE 6.1: (a) Dispositif expérimental pour la mesure de la relation de dispersion d'un film de savon. (b) Image observée à la caméra ($f = 4$ kHz) ; le diamètre du film de savon est de 1.6 cm.

Dispositif expérimental

Un film de savon horizontal est isolé sur un cadre circulaire (le bord d'un tube ou bien une pastille poreuse percée et taillée en biseau). Le cadre est fixé sur un pot vibrant qui vibre verticalement : une onde transverse se propage alors du ménisque vers le centre du film où elle se réfléchit totalement et une onde stationnaire s'établit sur le film.

En éclairant et en observant le film de savon sous incidence normale, on observe des anneaux brillants qui correspondent aux ventres de l'onde stationnaire (Fig. 6.1b)¹. Cela permet de mesurer la longueur d'onde sur le film de savon par analyse d'image. Le

1. Le temps de pause de la caméra étant beaucoup plus long que la période de vibration, l'image observée est en réalité moyennée sur plusieurs périodes d'oscillation.

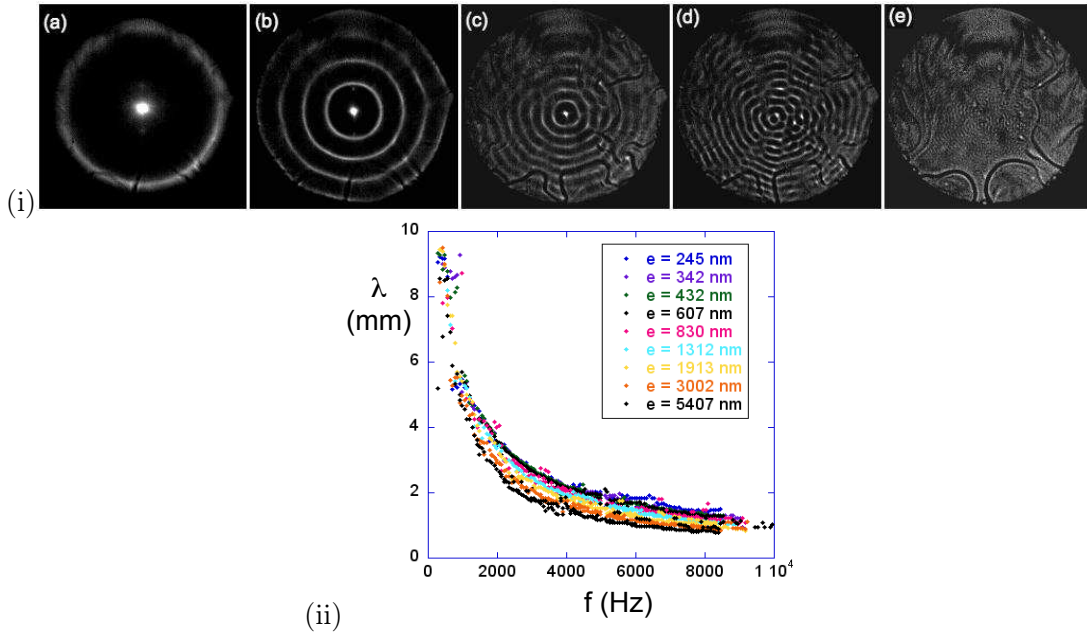


FIGURE 6.2: (i) Onde stationnaire transverse sur un film de savon. Les anneaux brillants correspondent aux ventres de l'onde stationnaire (a) $f = 0.5$ kHz, (b) $f = 1.6$ kHz, (c) $f = 4.0$ kHz, (d) $f = 5.6$ kHz, (e) $f = 15$ kHz. Le diamètre du film est de 16 mm. (ii) longueur d'onde mesurée sur les images en fonction de la fréquence de vibration, pour des films de différentes épaisseurs e formés avec une solution aqueuse de TTAB.

temps d'établissement de l'onde stationnaire sur le film étant instantané devant le temps d'acquisition de la caméra utilisée, on impose au pot vibrant une rampe en fréquence plus rapide que le temps de drainage du film et on enregistre des images à intervalles réguliers pendant la rampe en fréquence. L'épaisseur du film de savon est par ailleurs mesurée indépendamment par un spectromètre optique fibré (Ocean Optics), juste avant d'appliquer la rampe en fréquence.

L'éclairage du film de savon par une lumière blanche permet d'observer les franges irisées liées à un éventuel gradient d'épaisseur dans le film de savon (Fig. 6.1b). On peut ainsi vérifier que le gradient d'épaisseur est décorrélié du motif circulaire formé par les ventres de l'onde, et donc que ce motif circulaire n'est pas lié à un phénomène d'auto-adaptation de l'épaisseur du film de savon comme dans [53]. On peut également vérifier que les teintes de Newton n'évoluent pas au cours d'une rampe en fréquence, ce qui signifie que l'épaisseur du film reste constante dans le temps.

L'acquisition au spectromètre, la rampe en fréquence et la prise d'images sont synchronisées et répétées au cours du temps, de sorte qu'on peut mesurer la relation de dispersion tout au long du drainage du film de savon.

Enfin, on peut remplacer l'éclairage en lumière blanche par un faisceau laser en incidence normale sur le film ; la mesure de la déflexion du laser par le film de savon permet

de mesurer le profil du film et d'en déduire l'amplitude de vibration.

Nous présentons ci-dessous les premiers résultats. Nous mesurons la relation de dispersion du film de savon et la comparons sans paramètre ajustable à un modèle classique pour déterminer la validité des approximations du modèle. Dans un deuxième temps, nous mesurons l'amplitude de vibration de l'onde transverse en fonction de la fréquence dans le but de déterminer la largeur des résonances et d'en déduire des informations sur l'atténuation de la vibration par le film de savon. Enfin nous discutons les ouvertures et perspectives de ce travail qui débute.

Vibration de faible amplitude : relation de dispersion

Le mode de vibration observé est un mode appelé antisymétrique, ou mode de flexion (*bending*) : les deux interfaces du film vibrent en phase, sans gradient d'épaisseur du film de savon. On trouve plusieurs calculs de la relation de dispersion associée à ce mode dans la littérature [47, 48, 49, 50]. La difficulté du calcul repose sur le choix des ingrédients à prendre en compte parmi :

- l'inertie du liquide,
- l'inertie de l'air qui entoure le film
- la tension de surface
- l'élasticité interfaciale,
- la viscosité du liquide,
- la viscosité de l'air environnant,
- la viscosité interfaciale.

Ce choix dépend des conditions expérimentales dans lesquelles sont obtenus les phénomènes à décrire : domaine de fréquences, composition physico-chimique, etc.

Si on néglige tous les termes de dissipation et d'élasticité interfaciale on obtient [51] :

$$c = \lambda f = \sqrt{\frac{2\gamma}{\rho e + \lambda \rho_a / \pi}} \quad (6.1)$$

où f est la fréquence de vibration, λ la longueur d'onde, c la vitesse de phase, γ la tension de surface, ρ la masse volumique du liquide, ρ_a la masse volumique de l'air et e l'épaisseur du film de savon. L'expression (6.1) décrit bien certaines données de la littérature [51, 60], dans lesquelles l'épaisseur e du film est prise comme paramètre ajustable du modèle. Nos mesures indépendantes de e permettent de tester l'Eq. (6.1) sans aucun paramètre ajustable. Pour cela, on utilise des grandeurs adimensionnées $F = f/f_0$, $\Lambda = \lambda/\lambda_0$ et $C = c/c_0$ avec

$$\lambda_0 = \frac{\rho e}{\rho_a} \quad ; \quad c_0 = \sqrt{\frac{2\gamma}{\rho e}} \quad ; \quad f_0 = \frac{c_0}{\lambda_0} = \frac{\rho_a}{\rho e} \sqrt{\frac{2\gamma}{\rho e}}.$$

La relation de dispersion (6.1) devient :

$$C = \Lambda F = \sqrt{\frac{1}{1 + \Lambda/\pi}}. \quad (6.2)$$

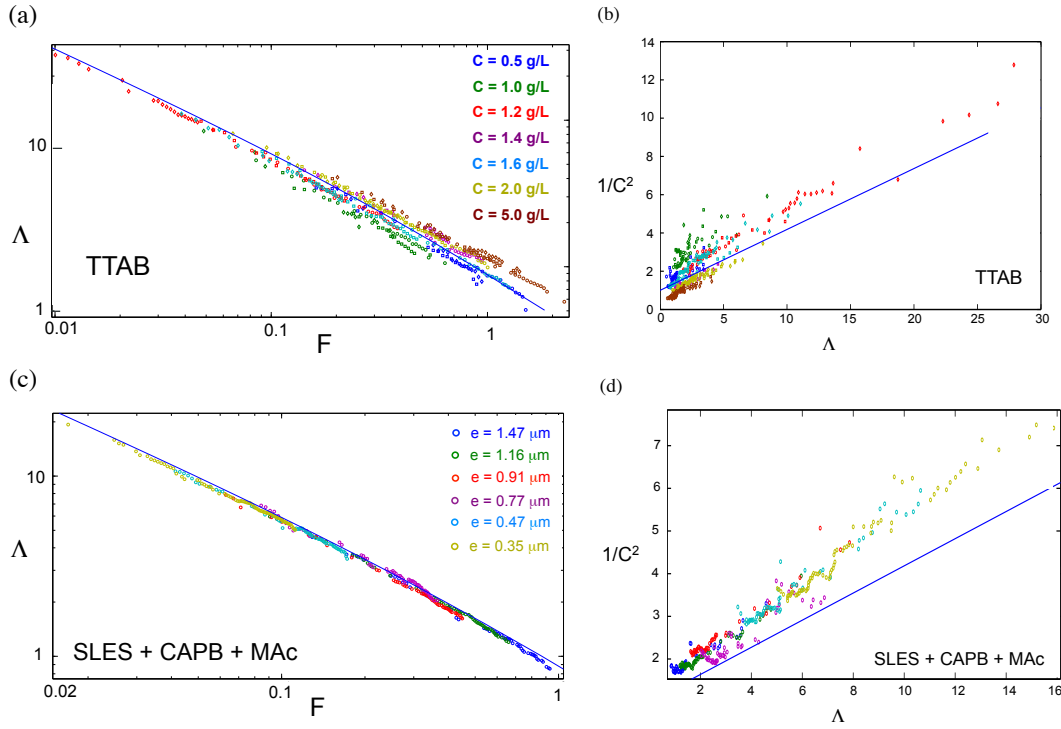


FIGURE 6.3: Relation de dispersion adimensionnée des ondes transverses sur un film de savon formé soit à partir d'une solution de TTAB dans de l'eau, pour différentes concentrations de TTAB et différentes épaisseurs de films ((a) et (b) – pour chaque concentration, les différents symboles correspondent à différentes épaisseurs de films comprises entre 0.7 et 3.2 μm), soit à partir d'une solution aqueuse de SLES, CAPB et MAC, pour différentes épaisseurs de films (c) et (d). (a) et (c) représentent la longueur d'onde adimensionnée Λ en fonction de la fréquence adimensionnée F ; (b) et (d) seprésentent $1/C^2$ en fonction de Λ . Sur chaque graphe, la ligne bleue correspond à l'Eq. (6.2) (pas de paramètre ajustable).

λ_0 , f_0 et c_0 sont mesurables indépendamment de la propagation d'une onde. Nous utilisons une solution aqueuse de Tetradecyl Trimethyl Ammonium Bromide (TTAB). La Figure 6.3a-b montre deux représentations de la relation de dispersion adimensionnée pour plusieurs concentrations volumiques en TTAB et plusieurs épaisseurs de films. Les données sont comparées à l'Eq. (6.2). On constate que les points correspondant à des films de différentes épaisseurs pour une même concentration en TTAB tombent sur une même courbe maîtresse. Cependant on observe de légères différences entre les données et l'Eq. (6.2), qui semblent dépendre de la concentration en volume de TTAB dans la solution.

Pour comprendre ce qui explique cet écart, nous avons testé sa dépendance par rapport à une grandeur physique négligée par le modèle : la rhéologie interfaciale². Nous avons utilisé une solution connue pour produire des interfaces liquides très rigides (alors que les solutions de TTAB produisent des films de grande mobilité interfaciale) : il s'agit d'une solution aqueuse de Sodium Lauryl Ether Sulfate (SLES) et de co-surfactants : Cocoylamidopropyl Betaine (CAPB) et Acide Myristique (MAc), préparée selon la recette décrite ref. [58]. La relation de dispersion mesurée pour plusieurs épaisseurs de films de savon formés avec cette solution est présentée Fig. 6.3c-d, où elle est comparée à l'Eq. (6.2) sans paramètre ajustable. On constate que des films de différentes épaisseurs se regroupent sur la même courbe maîtresse, qui cependant s'écarte légèrement de la relation (6.2) de façon systématique. Cet écart est cependant du même ordre que le plus grand des écarts au modèle observé en utilisant des solutions de TTAB (Voir Fig. 6.3b et Fig. 6.3d). On ne peut donc pas avec ces seules données l'attribuer à un effet de la rhéologie interfaciale.

Résonances et amplitude de vibration

A l'instar des propriétés rhéologiques des monocouches de tensioactifs à la surface de l'eau, il est probable que les propriétés de rhéologie interfaciale se manifestent également dans l'atténuation de l'onde de vibration [59]. Dans le cas du film de savon suspendu sur un cadre, l'onde de vibration est stationnaire et des résonances sont observées. Nous mettons en place actuellement une mesure de l'amplitude de vibration de l'onde stationnaire en fonction de la fréquence, pour déterminer en particulier la fréquence et la largeur fréquentielle des résonances.

Le film de savon est éclairé en incidence normale par un faisceau laser ; lorsque le film est mis en mouvement, la déflexion du laser réfléchi par le film est mesurée par un détecteur de position, relié à une détection synchrone, ce qui permet de mesurer l'amplitude de la déflexion du laser et son déphasage par rapport à l'excitation. Le pot vibrant est installé sur une platine de translation horizontale motorisée de sorte qu'on peut balayer la mesure de la déflexion du laser le long du diamètre du film, et remonter ainsi au profil du film de savon en fonction de l'espace et du temps. On peut alors changer la fréquence et recommencer la mesure³.

2. Les modèles prédisent que, dans la limite des faibles amplitudes de vibration, l'élasticité interfaciale intervient dans la relation de dispersion comme un préfacteur devant un terme d'ordre 2 en ke (où k est le nombre d'onde et e l'épaisseur du film de savon) [47, 49]. Cette correction devrait être négligeable dans la gamme de fréquences sondée où les longueurs d'ondes sont de l'ordre du millimètre. Cependant l'amplitude de vibration peut être forte dans notre cas expérimental, en particulier près des résonances : il n'est donc pas exclu que l'élasticité interfaciale joue un rôle qui ne soit pas décrit par les modèles classiques.

3. La mesure du profil du film de savon à une fréquence donnée dure quelques secondes, dans l'état actuel de l'expérience. Nous utilisons donc actuellement exclusivement des films aux interfaces très peu mobiles, obtenus à partir d'une solution de SLES-CAPB-MAc [58] dont le temps de drainage est de l'ordre de l'heure, ce qui permet de balayer un domaine fréquentiel suffisant pour obtenir une courbe de résonance autour d'une fréquence de résonance du film, à épaisseur constante.

Si la valeur de la fréquence de résonance est liée au diamètre du film de savon, la largeur fréquentielle de la courbe de résonance devrait permettre de déterminer expérimentalement une longueur d'atténuation de l'onde (définie comme l'inverse de la partie imaginaire du vecteur d'onde). Les tout premiers résultats suggèrent que le ménisque joue un rôle non négligeable dans les conditions de résonance du film de savon : décalage de la fréquence de résonance par rapport à celle prédite par le modèle et déphasage entre le mouvement du cadre et celui du film de savon. Nous prévoyons donc de faire varier la taille du ménisque, qui est un paramètre de contrôle de l'expérience (on peut injecter du liquide dans le ménisque une fois le film formé) pour quantifier le rôle du ménisque dans la dynamique des films. L'étude de ce couplage entre la vibration du film et celle du ménisque pourrait se révéler particulièrement pertinente pour comprendre certains aspects de la propagation acoustique dans la mousse (voir section 6.3)

Par ailleurs, on devrait pouvoir mesurer la variation de la longueur d'atténuation avec la fréquence en la mesurant autour de toutes les fréquences de résonance accessibles du système.

Résumé, discussion et perspectives

Nous avons présenté une mesure de la relation de dispersion des ondes transverses sur un film de savon que nous avons comparée sans paramètre ajustable à un modèle qui tient compte de la tension interfaciale et de l'inertie du liquide et de l'air mis en mouvement. Nous constatons que le modèle décrit bien le rôle joué par l'épaisseur des films de savon (qui intervient dans l'inertie des films) puisque les courbes de dispersion correspondant à des épaisseurs différentes retombent sur une même courbe maîtresse.

Cependant nous constatons également que les courbes de dispersion mesurées s'écartent systématiquement de la courbe prédite par le modèle. Dans le cas où le surfactant utilisé est du TTAB, l'écart semble dépendre de la concentration volumique de TTAB de la solution utilisée pour créer le film de savon. Dans le cas d'un mélange de surfactants et co-surfactants SLES-CAPB-MAC, nous n'avons testé qu'une seule solution de concentration donnée et l'écart au modèle de la courbe de dispersion est également observé, avec le même ordre de grandeur.

De ces observations, nous pouvons conclure d'une part que la mesure de la relation de dispersion ne permet pas, pour la gamme d'épaisseurs sondées (300 nm - 3 μ m), d'observer d'effets du confinement (par exemple par épuisement du nombre de molécules tensioactives dans le volume) tel qu'il a été observé lors de l'étalement d'un film de tensioactif sur une surface solide [72]. D'autre part, l'écart au modèle observé semble peu lié aux propriétés de rhéologie interfaciale, puisqu'il est du même ordre de grandeur pour les deux types de solutions utilisées alors qu'il existe un facteur 100 entre les modules viscoélastiques de surface de ces deux solutions (mesurés avec un tensiomètre à bulle à une fréquence de 0.2 Hz [58]). Dans le cas de films formés à partir de solutions de TTAB, il semble que l'écart au modèle dépende de la concentration volumique de TTAB dans la solution. On peut toutefois s'interroger sur la pertinence de la concentration volumique pour décrire la concentration dans le film de savon, car la quantité de molécules transportées par les interfaces (à la création du film et pendant le drainage) ne peut

plus être négligée dans le film en raison du grand rapport surface/volume. Les résultats observés pourraient donc aussi bien dépendre de la façon dont le film a été formé sur le cadre ; la variabilité observée des résultats expérimentaux milite en faveur de cette explication, bien qu'on observe que l'écart au modèle est toujours plus important lorsque la concentration en TTAB est proche de la concentration micellaire critique.

L'origine de l'écart au modèle de la relation de dispersion est donc encore mystérieux à l'heure actuelle. On pourrait également en chercher l'origine parmi d'autres paramètres physiques négligés par le modèle, comme la viscosité de l'air. Néanmoins cet écart est faible (il est au maximum de 20 %). Nous développons actuellement la mesure, complémentaire, de l'amplitude de vibration du film de savon qui permet d'étudier une autre facette de sa dynamique de vibration. Cette mesure d'amplitude permettra de déterminer la partie imaginaire du vecteur d'onde, et le déphasage de la vibration du film de savon par rapport au forçage. Nous espérons donc obtenir des informations sur les sources de dissipation et sur le rôle du couplage avec le ménisque au cours de la vibration, qui apporteront peut-être une lumière nouvelle sur l'écart entre la relation de dispersion mesurée et prédite.

Nous prévoyons également d'utiliser la mesure de l'amplitude de vibration pour sonder les effets de confinement du tensioactif dans les films de savon, en étudiant des films d'épaisseurs différentes. En effet nous nous attendons à ce que l'effet du confinement se manifeste par un changement des propriétés rhéologiques 2D des interfaces du film. Comme dans le cas des monocouches de surfactant, il est possible que ces propriétés rhéologiques 2D modifient la longueur d'atténuation de l'onde (et pas – ou peu – la longueur d'onde), ce qui expliquerait que la relation de dispersion ne dépende pas d'éventuels effets de confinement, alors que l'amplitude de l'onde pourrait y être sensible.

Enfin, on cherchera à réduire le temps de mesure de cette expérience pour pouvoir sonder des films aux interfaces plus mobiles afin d'ajouter la viscoélasticité interfaciale comme paramètre supplémentaire de l'expérience.

6.2 Dynamique d'un bord de Plateau

Collaboration principale : Caroline DEREC (MSC)

Les bords de Plateau, qui contiennent la plus grande fraction du liquide de la mousse, sont une autre brique élémentaire dont le rôle doit être considéré à part entière. Nous avons mis en place une expérience de propagation d'une impulsion transverse le long d'un bord de Plateau isolé sur un cadre. La mesure de la relation de dispersion complexe des ondes de vibration (vitesse et atténuation en fonction de la fréquence) devrait permettre de déterminer l'origine des termes inertiel, élastique et visqueux à cette échelle locale.

L'expérience reprend le principe de celle présentée p. 40, où le capillaire est maintenant placé dans la mâchoire d'une tige rigide horizontale reliée à un pot vibrant, qui vibre dans la direction Ox (voir Fig. 4.3). Une impulsion, transmise au capillaire, met en mouvement l'extrémité du bord de Plateau ; la propagation de l'onde transverse est enregistrée par une caméra rapide synchronisée sur l'impulsion initiale et placée à une altitude donnée z (Fig. 6.4). L'analyse par transformée de Fourier du diagramme spatio-temporel obtenu permet de mesurer la vitesse de phase et l'atténuation de l'onde en fonction de la fréquence. La possibilité d'injecter de la solution dans le bord de Plateau à travers le capillaire permet de faire varier le rayon R du bord de Plateau, qui est donc un paramètre ajustable de l'expérience. Le bord de Plateau est très long ($\simeq 20$ cm) et le cadre est très large (20 cm de côté également) de manière à éviter les réflexions du signal sur le vertex du bas et sur les bords du cadre. La solution savonneuse utilisée est une solution aqueuse de liquide vaisselle commercial (*Fairy Liquid* de Procter & Gamble) et de glycérol, la même que nous avons utilisée pour les expériences décrites p. 40 et la seule, à notre connaissance, qui permette de stabiliser des films de savon de cette taille à l'air libre.

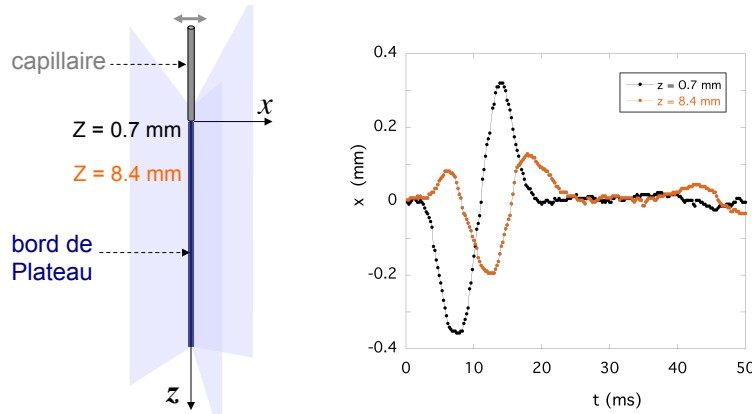


FIGURE 6.4: Principe de l'expérience : le bord de Plateau vertical est formé sur un cadre rigide et un capillaire, planté verticalement dans le vertex du haut, lui transmet une impulsion transverse dans la direction Ox . Une caméra rapide filme le déplacement du bord de Plateau dans la direction Ox , à plusieurs altitudes z .

Dans ces conditions, nous obtenons les courbes de dispersion présentées Fig. 6.5. Dans la gamme de fréquences sondées, la longueur d'onde $2\pi/k$ varie de 7 à 40 mm et reste petite devant la longueur d'atténuation $\alpha^{-1} \sim 6$ à 8 cm.

On peut comprendre la relation de dispersion $k(\omega)$ à l'aide d'un modèle simple. L'atténuation étant relativement faible, on néglige la dissipation visqueuse ; on obtient l'équation d'Euler :

$$\rho \frac{d\vec{u}}{dt} = \rho \vec{g} - \vec{\nabla} P \quad (6.3)$$

où ρ est la masse volumique de fluide déplacé, \vec{u} est le champ de vitesses et $\vec{\nabla} P$ le gradient de pression extérieur, qui contient un terme de gradient de pression de Laplace vertical lié à la variation $R(z)$ du rayon du bord de Plateau, et un terme horizontal de rappel élastique.

En projetant (6.3) sur l'axe horizontal Ox , et en négligeant l'advection due à l'écoulement du liquide dans le bord de Plateau⁴ on obtient :

$$\mu \ddot{x} = -F_{el} \quad (6.4)$$

où F_{el} est la force de rappel élastique (par unité de longueur de bord de Plateau) qui s'exerce sur le bord de Plateau déformé, μ est la masse linéique de fluide déplacé et $x(z, t)$ est la position du bord de Plateau.

L'équation du mouvement du mode k s'obtient en posant $x = \hat{x}_k e^{i(kz - \omega t)}$. La force de rappel exercée par les films de savon déformés sur le bord de Plateau est donnée par l'Eq. (4.1) ; on obtient, dans la limite $\ell \rightarrow \infty$:

$$\mu \omega^2 = 3\gamma k. \quad (6.5)$$

Pour écrire la masse linéique de fluide déplacé μ lors de la vibration, il faut tenir compte de la masse de liquide contenue dans le bord de Plateau, dans les films de savon déformés mais aussi de la masse d'air mise en mouvement de part et d'autre des films vibrants. Les deux dernières contributions dépendent du nombre d'onde, car la déformation des films s'atténue dans la direction horizontale du film sur une longueur égale à la longueur d'onde de l'ondulation (voir section 4.1). De plus, l'air est mis en mouvement de part et d'autre du film sur une distance égale à la longueur d'onde de vibration (voir Eq. (6.1) où l'inertie de l'air s'ajoute à l'inertie du liquide dans le film). On peut donc écrire la masse linéique μ de fluide déplacé comme la somme de trois termes :

$$\mu \simeq \rho_l S_{BP} + \rho_l e k^{-1} + \rho_a k^{-2} \quad (6.6)$$

où ρ_l et ρ_a sont les masses volumiques respectives du liquide et de l'air, $S_{BP} = CR^2$ est la section du bord de Plateau et e est l'épaisseur du film de savon. La relation de dispersion (6.5) devient donc :

4. De tout récents calculs suggèrent que l'advection a bien un rôle négligeable pour les débits utilisés, bien que le nombre de Reynolds soit de l'ordre de 300 pour les plus forts débits.

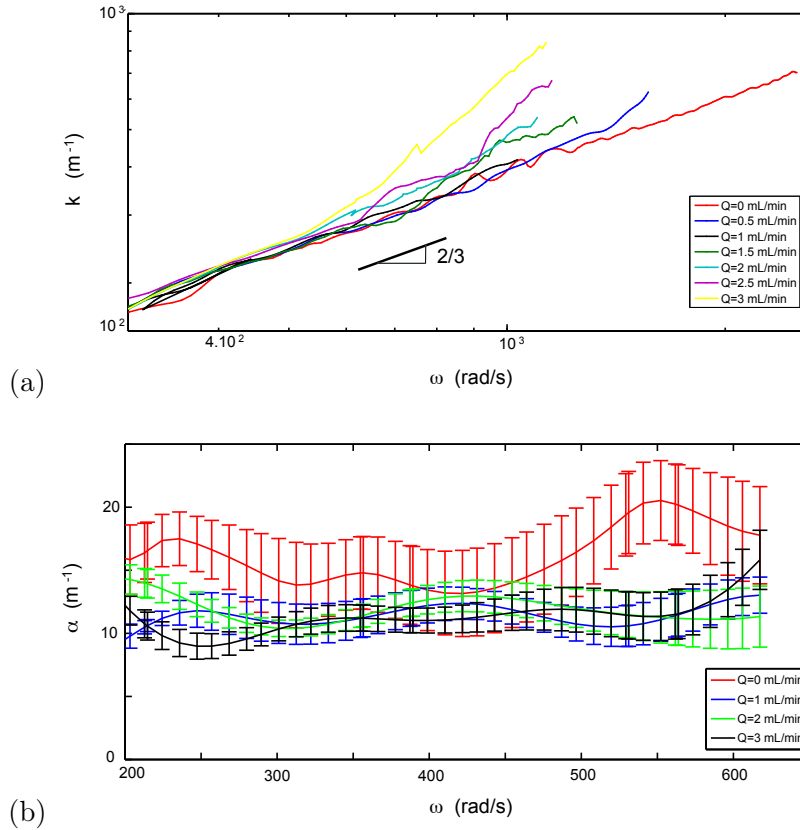


FIGURE 6.5: Relation de dispersion des ondes transverse sur un bord de Plateau, pour différents débits de solution injectée dans le bord de Plateau : nombre d'onde (a) et atténuation (b) en fonction de la fréquence angulaire.

$$\omega^2 \simeq \frac{3\gamma k}{\rho_l S_{BP} + \rho_l e k^{-1} + \rho_a k^{-2}}. \quad (6.7)$$

Pour comparer cette expression aux résultats expérimentaux, il convient de multiplier chaque terme inertiel par un coefficient qui tient compte de la géométrie particulière du bord de Plateau : angle formé par les films de savon, angle de $\pi/6$ entre la direction du forçage et la normale aux films de savon, ... On utilise donc l'expression suivante :

$$\omega^2 = \frac{k}{a [\beta + \varepsilon (k\lambda_f)^{-1} + \delta (k\lambda_a)^{-2}]} \quad (6.8)$$

avec β , ε et δ des coefficients géométriques de l'ordre de l'unité et

$$a = \frac{\rho_l C R^2}{3\gamma} \quad ; \quad \lambda_f = \frac{C R^2}{e} \quad ; \quad \lambda_a = \sqrt{\frac{\rho_l}{\rho_a} C R^2}. \quad (6.9)$$

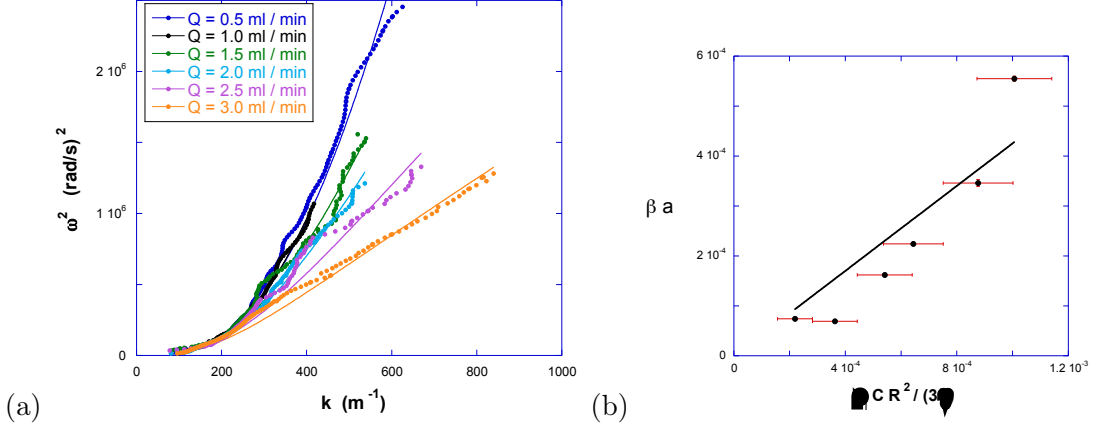


FIGURE 6.6: (a) Relation de dispersion des ondes transverses sur un bord de Plateau pour $Q \neq 0$ et ajustement des données par (6.10) en posant $\delta = 5.0$ et en prenant le produit βa comme paramètre ajustable. (b) Paramètre βa issu de l'ajustement des courbes de la Fig. (a) en fonction de $\rho_l CR^2 / (3\gamma)$ et ajustement par (6.8) avec β comme paramètre ajustable : on trouve $\beta = (0.43 \pm 0.05)$.

λ_f et λ_a sont des longueurs caractéristiques qui comparent l'inertie du bord de Plateau par rapport à l'inertie des films de savon et à l'inertie de l'air respectivement. Pour les débits de liquide dans le bord de Plateau utilisés, R varie de 0.2 à 1 mm. En prenant $e \sim 1 \mu\text{m}$, on obtient $\lambda_f \sim 6$ à 160 mm et $\lambda_a \sim 2$ à 6 mm, soit $(k\lambda_f)^{-1} \sim 0.01$ à 1.6 et $(k\lambda_a)^{-2} \sim 0.2$ à 5. Le terme lié à l'inertie des films de savon étant toujours plus petit que celui lié à l'inertie de l'air, nous le négligeons et utilisons la relation de dispersion suivante :

$$\omega^2 = \frac{k}{a[\beta + \delta(k\lambda_a)^{-2}]} = \frac{3\gamma k}{\beta \rho_l CR^2 + \delta \rho_a k^{-2}} \quad (6.10)$$

À débit nul, on observe une courbe de dispersion du type $k(\omega) \propto \omega^{2/3}$ pour $Q = 0$ (Fig. 6.5a). Cette solution correspond à l'Eq. (6.10) dans la limite $\rho_l CR^2 \ll \rho_a k^{-2}$, ce qui est le cas à débit nul car $R \simeq 0.2$ mm est faible. La relation de dispersion à débit nul peut donc être ajustée, dans la gamme de fréquences sondées, par l'expression $\omega^2 = 3\gamma k^3 / (\delta \rho_a)$ avec δ pour seul paramètre ajustable : on trouve $\delta = 5.0$. On utilise ensuite cette valeur pour ajuster les courbes de dispersion obtenues pour $Q \neq 0$ par l'Eq. (6.10) en prenant (βa) comme paramètre ajustable. La comparaison entre les points expérimentaux et le modèle est présentée Fig. 6.6 : malgré la simplicité du modèle, on trouve que les points expérimentaux sont bien décrits par les équations (6.9) et (6.10).

Au vu de ces premiers résultats il semble que la relation de dispersion soit, dans la gamme de fréquences sondée (10 - 300 Hz), liée à un équilibre entre d'une part le rappel élastique exercé par les films de savon sur le bord de Plateau, et d'autre part l'inertie du bord de Plateau et de la masse d'air déplacée par la vibration des films. Ce travail ouvre des perspectives intéressantes.

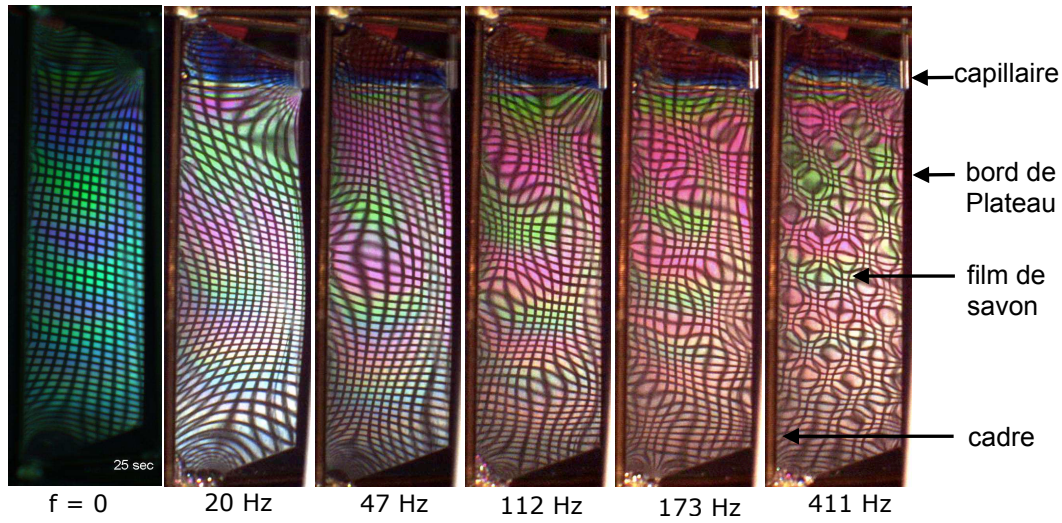


FIGURE 6.7: Déformation d'un des films de savon adjacents au bord de Plateau lors de la vibration transverse harmonique continue du bord de Plateau. Le capillaire, visible en haut à droite des images, oscille à la fréquence f . Le bord de Plateau est situé à la verticale du capillaire sur le bord droit du film de savon. La déformation transverse du film est rendue visible par la projection de l'image d'une grille carrée sur le film de savon ; le film est éclairé en lumière blanche stroboscopique à la fréquence de l'oscillation.

À l'heure actuelle, il nous reste encore un point mystérieux à comprendre. La raison pour laquelle l'expression de la force de rappel élastique obtenue dans le cas statique peut encore être utilisée dans le cas dynamique ne nous apparaît pas encore de façon évidente, car elle est obtenue sous la condition d'équilibre des pressions de part et d'autre des films, ce qui n'est pas nécessairement vérifié. La Fig. 6.7 montre la déformation d'un des films de savon adjacents lorsque le bord de Plateau est déformé par une vibration harmonique continue : la projection d'une grille à maille carrée sur le film permet de visualiser la déformation des films. On observe en particulier une ondulation du film de savon, peu compatible avec l'hypothèse d'une courbure moyenne nulle. Pour comprendre ce paradoxe, on envisage de poursuivre, dans le cas dynamique, l'analogie avec le comportement mécanique d'une ligne triple [41].

Une perspective intéressante de cette expérience est qu'elle devrait permettre d'obtenir des informations sur la dissipation associée au mouvement transverse du bord de Plateau. Si nous l'avons jusqu'ici négligée, on peut l'incorporer dans le modèle et, par comparaison avec les mesures d'atténuation, la mesurer quantitativement. Nous prévoyons en particulier de faire varier la composition physico-chimique des solutions étudiées, car la dissipation lors du mouvement transverse du bord de Plateau devrait être fortement liée à la viscosité interfaciale : si les interfaces sont fluides, le bord de Plateau devrait se déplacer en bloc et le cisaillement devrait être localisé dans les films de savon ; en revanche dans le cas d'interfaces rigides incompressibles, on s'attend à ce que la dissipation

soit localisée dans le bord de Plateau (les interfaces des films s'ouvrant devant le bord de Plateau et se refermant derrière) [16].

Enfin, nous prévoyons d'explorer les effets de la taille finie du cadre sur la vibration d'un bord de Plateau, dans le but d'exporter ces résultats à la description des propriétés acoustiques des mousses, où la taille du bord de Plateau est lié à la taille des bulles.

6.3 Acoustique des mousses

Collaborations : Valentin LEROY, Caroline DEREK, Cyprien GAY (MSC, Paris) Wiebke DRENCKHAN (LPS, Orsay), Arnaud SAINT-JALMES, Benjamin DOLLET (IPR, Rennes) & Alain CAGNA (TECLIS)

A l'échelle macroscopique, nous explorons les propriétés acoustiques des mousses liquides : mesure de la vitesse et de l'atténuation d'une onde acoustique dans une large gamme de fréquences, en fonction des caractéristiques physico-chimiques de la mousse. Nous essayons de relier ces propriétés acoustiques macroscopiques à celles, présentées plus haut, qui sont étudiées à l'échelle de la bulle : dans quelle mesure la réponse du film de savon ou du bord de Plateau isolés est-elle caractéristique de la vibration du squelette de la mousse lors du passage d'une onde acoustique ? D'un autre côté, qu'est-ce qui, dans la réponse acoustique de la mousse, est un phénomène collectif ? Une perspective importante de ce projet est de développer une technique de mesure acoustique, légère et sans contact, pour sonder les propriétés physiques des mousses.

A. Propagation acoustique dans la mousse

Si les travaux que l'on trouve actuellement dans la littérature ont permis de mettre en évidence la dépendance de la vitesse du son par rapport à certains paramètres physiques [62, 63, 64, 65, 66], il existait lorsque nous avons démarré ce projet peu d'études en fréquence des propriétés acoustiques des mousses liquides. La raison vient de la double difficulté technique relative à cette étude : difficulté d'étudier la propagation ultrasonore dans la mousse qui est un milieu très atténuant, et difficulté de contrôler les paramètres physiques de la mousse (comme la taille des bulles et leur polydispersité).

Des expériences préliminaires réalisées en 2006 [61] ont montré la compatibilité des mesures de célérité de l'onde avec un modèle de milieu effectif (modèle de Wood), qui prend en compte la masse de liquide et la compressibilité de l'air pour des petites bulles ($60\ \mu\text{m}$). Pour des plus grosses bulles ($\sim 1\ \text{mm}$), la vitesse de l'onde (sonnée à 40 kHz) varie avec la fraction de liquide mais est beaucoup plus grande que celle prédite par le modèle de Wood. Ces expériences avaient également confirmé la possibilité d'obtenir une mesure locale et sans contact de la fraction de liquide dans la mousse grâce à une mesure de la vitesse du son.

Récemment des mesures acoustiques à des fréquences proches de 40 kHz ont mis en évidence des phénomènes de résonance de bulles [67], dont la fréquence est fixée par la taille moyenne des bulles.

Pour étudier ces phénomènes de résonance et l'acoustique des mousses de façon générale, il est important de pouvoir faire varier la fréquence à laquelle la mousse est sondée. Nous avons récemment mis en place au laboratoire MSC et au LPS à Orsay des mesures acoustiques dans le domaine 0.5 - 6 kHz, et dans le domaine 60 - 600 kHz⁵. Dans le premier cas, on utilise un tube à impédance (ou tube de Kundt) [68] ; dans le deuxième cas,

5. Dans ces deux domaines de fréquence, la longueur d'onde acoustique est beaucoup plus grande que la structure microscopique de la mousse.

nous utilisons des transducteurs large bande dans l'air (« Broadband Air Transducers » ou BAT) [69]. Les premiers résultats montrent que le modèle de Wood décrit bien la propagation acoustique à basse fréquence dans la mousse. En revanche, les résonances de bulles sont observées dans le régime 60 - 600 kHz et pourraient être liées aux résonances des films de savon mis en vibration transverse (section 6.1). [70].

En outre, des mesures réalisées sur des mousses de compositions chimiques différentes (solutions de SDS ou bien mousse Gillette) montrent que l'onde acoustique ne s'y propage pas de la même manière [71].

L'ensemble des résultats obtenus jusqu'à présent souligne le rôle de la structure et de la composition physico-chimique des mousses liquides dans la propagation acoustique. Le contrôle de ces propriétés est également un point important du projet d'ANR, qui est développé principalement en collaboration avec le LPS à Orsay (contrôle de la taille des bulles et de la fraction de liquide dans la mousse par des dispositifs de *flow focusing* et automatisation de la méthode de la double-seringue).

Ce travail est en cours ; ses perspectives sont nombreuses et vont être poursuivies collectivement dans notre petite équipe à MSC, au LPS (Orsay) et à l'IPR (Rennes). Je détaille ci-après les deux perspectives dans lesquelles je serai particulièrement impliquée, mais la liste n'est pas exhaustive.

B. Lien entre les différentes échelles

Pour joindre les deux bouts de l'approche multi-échelle, il faudra identifier les paramètres obtenus à l'échelle locale qui sont pertinents pour l'approche macroscopique. A l'heure actuelle, les comportements qui semblent exportables entre les deux échelles sont les suivants.

La rhéologie interfaciale (liée à la composition chimique) : on espère pouvoir la mesurer dans les gammes de fréquences pertinentes sur un film de savon isolé ; les modules viscoélastiques 2D devraient alors pouvoir être exportés tels quels dans la modélisation de l'acoustique des mousses.

Le rôle des films de savon : on s'attend à ce que l'épaisseur des films de savon joue un rôle important dans l'acoustique des mousses [65] et sur la rhéologie interfaciale [72].

Le rôle de la phase gazeuse : l'inertie de la phase gazeuse apparaît dans la relation de dispersion des ondes sur le film de savon et le bord de Plateau ; elle devrait donc apparaître dans la vibration de la mousse dans une certaine gamme de fréquences.

La taille du cadre sur lequel le film de savon ou le bord de Plateau est tendu : le diamètre du film, qui quantifie les résonances des ondes transverses sur le film, est lié à la taille des bulles dans la mousse ; ces résonances de films de savon pourraient être à l'origine des résonances de bulles observées dans la mousse [70]. De même, la taille du cadre sur lequel un bord de Plateau est formé est aussi liée à la taille des bulles dans la

mousse ; il nous reste donc à étudier les effets de taille finie dans la propagation sur un bord de Plateau.

Le couplage film - ménisque devrait apporter des informations sur le couplage entre l'entraînement inertiel des films de savon et des bords de Plateau dans la mousse, qui dépendent de la fréquence [70].

On pourra également concevoir des expériences modèles pour prendre en compte le couplage entre les mouvements de plusieurs films (par exemple en empilant des bulles de savon dans un tube comme dans la Fig. 2.5), ou bien le couplage entre les mouvements de plusieurs bords de Plateau se rejoignant en un vertex. Enfin, nous cherchons à établir des collaborations avec des chercheurs numériques pour pouvoir modéliser l'acoustique des mousses liquides grâce à une approche multi-échelle, en s'appuyant sur les résultats expérimentaux obtenus à l'échelle de la bulle.

C. Sonde acoustique pour les mousses liquides

La mise en place d'une sonde acoustique consistera à concevoir des dispositifs simples, peu chers, qui permettent d'obtenir le maximum d'informations sur la plus grande variété de mousses. Il s'agira donc d'identifier comment extraire efficacement des mesures robustes à partir de données acoustiques, et comment relier ces mesures aux propriétés de la mousse. Différents paramètres de la mousse devraient être mesurés dans différentes gammes de fréquences. Par exemple on s'attend à pouvoir mesurer la fraction de liquide dans la mousse en utilisant des basses fréquences (< 1 kHz), alors que des informations sur la taille des bulles sont attendues à des fréquences dans la gamme 10-100 kHz et sur l'épaisseur des films à plus haute fréquence (\sim MHz). En collaboration directe avec le partenaire industriel TECLIS, nous réaliserons les premiers essais sur des mousses d'intérêt industriel.

6.4 À plus long terme : motilité dans les films de savon et les mousses aqueuses

Les organismes vivants qui se déplacent en milieu aquatique s'appuient sur les écoulements hydrodynamiques qu'ils provoquent pour avancer. La visualisation de ces écoulements par des techniques classiques comme la vélocimétrie par image de particules (PIV) s'avère complexe lorsque les organismes sont petits [73].

J'envisage de confiner des micro ou milli-organismes motiles (algues flagellées, vers nématodes, bactéries, ...) dans des films de savon de façon à observer les déplacements de fluide au cours de la nage. En effet, les écoulements hydrodynamiques dans les films de savon créent de légers gradients d'épaisseur de film, que l'on peut aisément visualiser grâce aux franges d'interférences lumineuses qui apparaissent lorsqu'un faisceau lumineux se réfléchit sur les interfaces du film [74, 75].

Ce projet entre donc dans le cadre général de la nage à bas nombre de Reynolds. Pour mettre en place ces expériences, la principale difficulté sera tout d'abord de trouver le surfactant biocompatible dans lequel les organismes considérés puissent nager sans stress osmotique supplémentaire. J'espère alors, si les expériences sont réalisables, pouvoir visualiser les déplacements hydrodynamiques aussi bien à l'échelle de l'organisme individuel qu'à l'échelle du mouvement collectif. De plus, il devrait être possible d'introduire dans les films des polymères hydrosolubles biocompatibles pour étudier la nage en milieu viscoélastique.

Je souhaite également confiner ces micro-organismes motiles dans les bords de Plateau pour étudier leur écoulement dans un canal millifluidique aux parois mobiles, de sorte que l'écoulement ne soit pas contraint par l'annulation de la vitesse aux parois du canal.

Un avatar de ce projet est l'étude de l'écume de mer qui apparaît tous les ans sur le littoral de la Manche orientale et de la mer du Nord en particulier (mais aussi sur certaines côtes du Canada et de l'Australie). Ce phénomène se produit au printemps à la suite de l'efflorescence d'une algue phytoplanctonique, *Phaeocystis Globosa*, qui se reproduit en colonies dans une matrice de polymères polysaccharides qu'elle sécrète en abondance [76]. Au printemps, les tempêtes successives entraînent une production massive de mousse marine stable. Cette mousse a des conséquences pour les écosystèmes locaux puisqu'elle s'accompagne d'une chute importante de la biomasse du phytoplancton autre que *Phaeocystis Globosa* dans l'eau de mer et de la disparition totale de certaines espèces [77]. Elle constitue également une gêne pour les conchyliculteurs et les professionnels de la pêche [78]. J'envisage d'étudier cette mousse marine pour comprendre les origines de sa formation et de sa stabilité (quels sont les agents tensioactifs et les agents stabilisants ?) et également le mécanisme selon lequel le phytoplancton disparaît de l'eau de mer : les espèces motiles et celles qui ne le sont pas sédimentent-elles dans la mousse de la même manière ? *Phaeocystis*, qui est à l'origine de la création de l'écume, et qui possède des flagelles à certains stades de son évolution, parvient-elle à nager dans une mousse remplie d'obstacles constitués par des débris bloqués dans la mousse ? Pour mener ce projet, j'envisage de développer à la fois des mesures sur le terrain et des expériences modèle en laboratoire.

Ce projet dépasse largement le cadre d'un projet à quatre ans mais je compte poser les bases de ce projet dans les années à venir en développant de nouvelles collaborations avec des collègues biologistes, chimistes et physiciens.

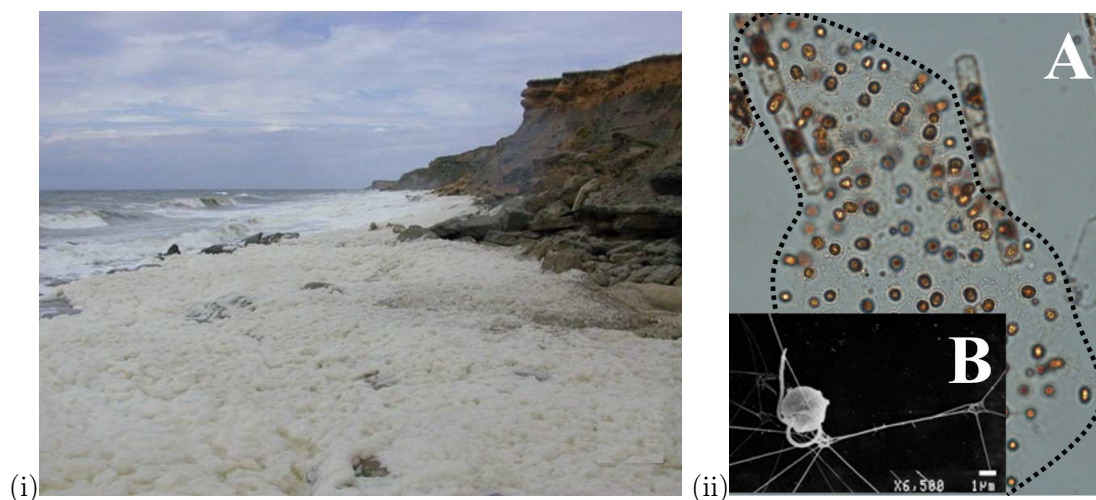


FIGURE 6.8: (i) Formation d'écume en Manche orientale à Ambleteuse (entre la Baie d'Authie et le Cap Gris Nez) à la fin du printemps 2002. (ii) Colonie de *Phaeocystis globosa* dans sa matrice de polysaccharides (A – la taille de la colonie est de l'ordre de la dizaine de microns) et image d'une de ces algues dans sa matrice (B). Images : Laurent Seuront.

Bibliographie

- [1] E. Blums, A. Cebers & M. M. Maiorov, "*Magnetic Fluids*" (Walter de Gruyter : New York, 1997).
- [2] R. E. Rosensweig, "*Ferrohydrodynamics*" (Dover, New York, 1999).
- [3] S. Odenbach, "*Colloidal Magnetic Fluids. Basics, development and application of ferrofluids*" (Springer, Berlin, 2009)
- [4] J.-C. Bacri & F. Elias F., Auto-organisation à l'équilibre. Le ferrofluide : un système modèle, dans "*Morphogénèse. L'origine des formes*", P. Bourguin et A. Lesnes Eds, Coll. Echelles, Ed. Belin, 2006.
- [5] C. Allain & L. Limat, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 2981 (1995).
- [6] L. Pauchard, F. Parisse & C. Allain, *Phys. Rev. E* **59**, 3737 (1999).
- [7] L. Pauchard, F. Elias, P. Bolthenagen, A. Cebers & J.-C. Bacri, *Phys. Rev. E*, **77** (2008) 021402.
- [8] A. A. Griffith, *Philos. Trans. R. Soc. London, Ser. A* **221**, 163 (1921).
- [9] E. Janiaud, F. Elias, J.-C. Bacri, V. Cabuil & R. Perzynski, *Magnetohydrodynamics* **36**, 301-314 (2000).
- [10] E. Dubois, R. Perzynski, F. Boué & V. Cabuil, *Langmuir* **16**, 5617 (2000).
- [11] J.-C. Bacri & D. Salin, *J. Phys. Lett.* **44**, L415 (1983).
- [12] J.-C. Bacri, R. Perzynski, M. I. Schliomis & G. I. Burde, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 2128 (1995).
- [13] J.-C. Bacri, A. O. Cebers & R. Perzynski, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 2705 (1994).
- [14] Weaire & Rivier 1984, *Contemporary Physics* **25**, 59 (1984).
- [15] D. Weaire & S. Hutzler, "*The Physics of Foams*" (Oxford University Press, 1999).
- [16] I. Cantat, S. Cohen-Addad, F. Elias, F. Graner, O. Pitois, F. Rouyer & A. Saint-Jalmes, "*Les Mousses, structure et Dynamique*" (Belin, 2010, coll. Echelles).
- [17] J.-M. di Meglio, D. Quéré & S. Cohen-Addad, *Langmuir* **8**, 3161 (1992).

- [18] W. Drenckhan, F. Elias, S. Hutzler, D. Weaire, E. Janiaud & J.-C. Bacri, *J. Appl. Phys.* **93**, 10078 (2003).
- [19] D. Reinelt, P. Boltzenhagen, & N. Rivier, *Eur. Phys. J. E* **4**, 299 (2001).
- [20] E. Janiaud, J.-C. Bacri, A. Cebers & F. Elias, *J. Mag. Mag. Mat.* **289**, 215 (2005).
- [21] Eric Janiaud, Thèse de l'Université Paris Diderot (Paris 7), 2004.
- [22] Moulton, D. E. & Pelesko, J. A., *Phys. Rev. E* **81**, 046320 (2010).
- [23] Back R. & Beckham, J. R., *Phys. Rev. E* **86**, 046301 (2012).
- [24] A. Mourchid, E. Lécolier, H. Van Damme, & P. Levitz, *Langmuir* **14**, 4718-4723 (1998).
- [25] C. Wilhelm, F. Elias, J. Browaeys, A. Ponton, & J.-C. Bacri, *Phys. Rev. E*, **66** 021502 (2002).
- [26] C. Wilhelm, J. Browaeys, A. Ponton & J.-C. Bacri, *Phys. Rev. E*, **67** 011504 (2003).
- [27] C. Wilhelm, *Phys. Rev. Lett.*, **101** 028101 (2008).
- [28] B. Abou, D. Bonn & J. Meunier, *Phys. Rev. E*, **64** 021510 (2001).
- [29] D. Bonn, P. Coussot, H. T. Huyn, F. Bertrand & G. Degregeas, unpublished.
- [30] M. Aubouy, Y. Jiang, J. A. Glazier & F. Graner, *Granular Matter* **5**, 67 (2003) ;
- [31] M. Asipauskas, M. Aubouy, J. A. Glazier, F. Graner & Y. Jiang, *Granular Matter* **5**, 71 (2003).
- [32] S. Courty, B. Dollet, F. Elias & F. Graner, *Europhysics Letters*, **64**, 709 (2003) + erratum : B. Dollet, F. Elias & F. Graner, *Europhysics Letters*, **88**, 69901 (2009)
- [33] B. Dollet, F. Elias, C. Quilliet, C. Raufaste, M. Aubouy & F. Graner, *Phys. Rev. E*, **71**, 031403-1-031404-11 (2005).
- [34] B. Dollet, F. Elias, C. Quilliet, A. Huillier, M. Aubouy & F. Graner, *Colloids and Surfaces A : Physicochem. Eng.Aspects*, **263**, 101-110 (2005).
- [35] Benjamin Dollet, thèse de l'Université Joseph Fourier, Grenoble, 2005.
- [36] B. Dollet, M. Aubouy & F. Graner, *Phys. Rev. Lett.*, **95**, 168303/1-4 (2005).
- [37] F. Elias, E. Janiaud, J.-C. Bacri, & B. Andreotti, soumis à *Phys. Fluids*.
- [38] W. Drenckhan, S. Gatz & D. Weaire, *Phys. Fluids* **106**, 184501 (2011).
- [39] A. Daerr, J. Eggers, L. Limat & N. Valade, *Phys. Rev. Lett.* **16**, 3115 (2004).
- [40] J.-F. Joanny & P.-G. de Gennes, *J. Chem. Phys.*, **81**, 552 (1984).
- [41] P. G. de Gennes, F. Brochard-Wyart & D. Quéré, *Gouttes, bulles, perles et ondes* (Belin, Paris, 2002).

- [42] S. A. Koehler, S. Hilgenfeldt & H. Stone, *J. Colloid Interface Sci.* **276**, 420 (2004),
and S.A. Koehler, S. Hilgenfeldt, E.R. Weeks & H.A. Stone, *J. Colloid Interface Sci.* **276**, 439 (2004).
- [43] O. Pitois, C. Fritz & M. Vignès-Adler, *Colloids Surf. A* **261**, 109 (2005).
- [44] F. Elias, S. Hutzler & M. S. Ferreira, *Eur. J. Phys.*, **28**, 755-765 (2007).
- [45] J. Dewar, *Proc. Roy. Inst.* **24**, 197 (1923).
- [46] G. I. Taylor, *Proc. R. Soc. London A* **253**, 296 (1959).
- [47] J. G. H. Joosten, *J. Chem. Phys.*, **80**, 2363 (1984).
- [48] Y. Couder, J. M. Chomaz & M. Rabaud, *Physica D*, **37** 384 (1989).
- [49] P. Sens, C. Marques, & J.-F. Joanny, *Langmuir* **9**, 3212-3218 (1993).
- [50] C.-Y. Lu & M. E. Cates, *Langmuir* **11**, 4225-4233 (1995).
- [51] V. O. Afenchenko, A. B. Ezersky, S. V. Kiyashko & M. I. Rabinovich, *Phys. Fluids* **10**, 390-399 (1998).
- [52] J. M. Vega, F. J. Higuera & P. D. Weidman, *J. Fluid Mech.* **372**, 213-230 (1998).
- [53] A. Boudaoud, Y. Couder & M. Ben Amar, *Phys. Rev. Lett.*, **82**, 3847 (1999).
- [54] J.-M. Chomaz, *J. Fluid Mech.* **442**, 387-409 (2001).
- [55] W. Drenckhan, B. Dollet, S. Hutzler, F. Elias, *Phil. Mag. Lett.*, **88**, 669 (2008).
- [56] S. Chandrasekhar, "*Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability*" (Dover, New York, 1981).
- [57] T. Gilet & J. W. M. Bush, *J. Fluid Mech.*, **625**, 167 (2009).
- [58] K. Golemanov, N. D. Denkov, S. Tcholakova, M. Vethamuthu, & A. Lips, *Langmuir*, **24**, 9956 (2008).
- [59] D. Langevin, *Colloids and Surfaces*, **43**, 121 (1990).
- [60] A. Boudaoud, thèse de l'Université Paris 6 (2001).
- [61] F. Elias, A. Saint-Jalmes, S. Marze & J.-C. Bacri : "Sound propagation in liquid foams", poster at 6th EUFOAM, Potsdam, Germany, july 2006.
- [62] I. Goldfarb et al, *Shock Waves* **7**, 77 (1999).
- [63] B. Gardiner et al., *J. Rheol.* **46**, 1437 (1998).
- [64] Mujica, N. & Fauve, S., *Phys. Rev. E* **66**, 021404 (2002).
- [65] Kann, K.B., *Coll. Surf. A* **263**, 315 (2005).
- [66] I. Schreibe et al, *Shock Waves* **15**, 199 (2006).

- [67] I. Ben Salem, R.-M. Guillermic, C. Sample, V. Leroy, A. Saint-Jalmes & B. Dollet, *Soft Matter*, **9**, 1194 (2008).
- [68] J. Pierre, R.-M. Guillermic, F. Elias, W. Drenckhan & V. Leroy, à paraître dans *Eur. Phys. J.*
- [69] J. Pierre, F. Elias & V. Leroy, *Ultrasonics*, **53**, 622-629 (2013).
- [70] V. Leroy, J. Pierre & B. Dollet, *en préparation*.
- [71] J. Pierre, V. Leroy, A. Saint-Jalmes, B. Dollet, I. Ben Salem, J. Crassous, R.-M. Guillermic, W. Drenckhan & F. Elias, *Proceedings of Meetings on Acoustics*, **19**, 045044 (2013).
- [72] J. Delacotte, L. Montel, F. Restagno, B. Scheid, B. Dollet, H. A. Stone, D. Langevin, & E. Rio, *Langmuir*, **28**, 3821-3830 (2012).
- [73] J. Sznitman, X. Shen, R. Sznitman & P. E. Arratia, *Phys. Fluids*, **22**, 121901 (2010).
- [74] Y. Couder & C. Basdevant, *J. Fluid Mech.* **173**, 225-251 (1986).
- [75] J. Zhang, S. Childress, A. Libchaber, & M. Shelley, *Nature*, **408**, 835 (2000).
- [76] V. Rousseau, M.-J. Chretiennot-Dinet, A. Jacobsen, P. Verity & S. Whipple, *Bio-geochemistry* **83**, 29-47 (2007).
- [77] L. Seuront, D. Vincent & J. G. Mitchell, *Journal of Marine Systems* **66**, 118-133 (2006).
- [78] A. Lefebvre & J.-P. Delpech, "Le bloom de *Phaeocystis* en Manche orientale : nuisances socio-économiques et / ou écologiques?", rapport IFREMER, sept. 2004.

Ferrofluides et mousses liquides : structure, élasticité et dynamique

Résumé : Ce manuscrit est consacré à l'étude de la morphologie et des propriétés physiques de deux fluides complexes : les ferrofluides et les mousses liquides. Dans un premier temps, nous abordons la structuration dans un système formé d'un ferrofluide et l'influence d'un champ magnétique sur le motif adopté. Ensuite, nous étudions les propriétés de mousses liquides magnétiques, en particulier la façon dont elles peuvent être pilotées par un champ magnétique. Puis nous considérons des expériences permettant d'étudier localement la rhéologie de fluides complexes. Enfin, nous étudions la mécanique des mousses liquide à l'échelle de la bulle : vibration d'un film de savon et élasticité d'une jonction entre films de savon.

Ferrofluids and liquid foams : structure, elasticity and dynamics

Abstract : This manuscript is devoted to an investigation of morphology and physical properties of two complex fluids : ferrofluids and liquid foams. First, we focus on the patterns formed in a system containing a ferrofluid. We study the effect of a magnetic field on the pattern. We next consider liquid magnetic foams, in particular how their physical properties can be controlled by a magnetic field. Then we focus on experimental measurements of the rheology of complex fluids at a local scale. Eventually, we investigate the mechanics of liquid foams at the scale of the bubble : vibration of a soap film and elasticity of a soap film junction.